

# **Simulation von Gasentladungsprozessen mit Modellen für poröse Medien**

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines Doktors  
der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

von  
Dipl.-Ing. Michael Hilbert  
aus Gifhorn

eingereicht am: 30.09.2014  
mündliche Prüfung am: 13.11.2014

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Michael Kurrat  
2. Referent: Prof. Dr. Claus-Peter Klages

Druckjahr: 2015

Dissertation an der Technischen Universität Braunschweig,  
Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik

Gedruckt erschienen im Verlag Dr. Hut, München, 2015  
unter ISBN 978-3-8439-2296-8

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen – elenia der Technischen Universität Braunschweig.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael Kurrat, dem geschäftsführenden Institutsleiter, gilt mein besonderer Dank für die Anregung zu dieser Arbeit und die stetige Förderung durch fachliche Gespräche. Für die sehr gute Unterstützung und Zusammenarbeit sowie die Möglichkeit meine Arbeit auf nationalen und internationalen Kongressen und Fachtagungen vorstellen und diskutieren zu können, danke ich Prof. Kurrat ganz besonders.

Herrn Prof. Dr. Claus-Peter Klages, vom Institut für Oberflächentechnik der TU Braunschweig sowie des Institutes für Schicht- und Oberflächentechnik (IST) der Fraunhofer Gesellschaft (FhG) danke ich für die freundliche Übernahme des Korreferates sowie die ergiebige und interessante Diskussion der Ergebnisse.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Lindmayer danke ich recht herzlich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Meinen aktiven und ehemaligen Kollegen danke ich für die gute Zusammenarbeit und die konstruktiven Gespräche. Mein besonderer Dank gilt meinem langjährigen Büronachbarn Michael Blaz für die stets interessanten Diskussionen fachlicher und nichtfachlicher Art.

Ebenso möchte ich allen Studierenden danken, die im Rahmen ihrer studentischen Arbeiten oder als wissenschaftliche Hilfskraft mich in meinen Aufgaben unterstützt haben.

Der finanziellen Förderung des Forschungsprojektes „Ausbreitung von Mikroplasmen in porösen Werkstoffen“ durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) gilt mein Dank.

Dem Fraunhofer Institut für Schicht- und Oberflächentechnik IST gilt ebenfalls Dank, hier insbesondere Dr. Andreas Pflug und Michael Siemers, welche zum einen das Simulationsprogramm entwickelt und zum anderen bei Diskussionen und mit vielen Ratschlägen geholfen haben.

Abschließend möchte ich meiner Familie für die Unterstützung während der ganzen Zeit danken.

Braunschweig, im September 2015



## Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit inneren Teilentladungen als einer Ursache der Degradation von festen Isolierstoffen. Es wird Bezug genommen auf diskrete Schichtdielektrika und poröse Medien als Isolierstoffe. Hierzu werden die Teilentladung sowie deren Entstehung betrachtet.

Die Gasentladungsprozesse von Teilentladungen werden ihren Mechanismen sowie Anwendungsbereichen entsprechend beschrieben. Es wird dazu auf den Townsend- und den Streamer-Mechanismus eingegangen. Auf die grundsätzliche Plasmabeschreibung wird ebenfalls verwiesen.

Zur Simulation von Teilentladungsausbreitungsprozessen wird über Plasmasimulationsmethoden hin zum Particle-In-Cell-Monte-Carlo-Simulationsverfahren geführt. Dies wird zur Betrachtung der Gasentladungsvorgänge an modellhaften Elementarzellen genutzt. Nach einer Vorstellung der Randbedingungen und gewählten Parameter wird das Simulationsprogramm über eine Entladung eines Einzelhohlraums verifiziert. Als weitere wichtige Größe zur Charakterisierung von Teilentladungen wird kurz die wahre Ladung betrachtet.

Die Modellbildung sowie Diskussion der Entladungsvorgänge erfolgt über die vier grundlegenden Elementarzellen für Anordnungen mit zwei Mikrohohlräumen. Hierzu werden in Richtung des elektrischen Feldes parallele sowie serielle Elementarzellen jeweils mit und ohne Verbindungsöffnung untersucht und charakterisiert. Einer Diskussion der Ergebnisse folgt schließlich eine Detektion der kritischen und unkritischen Geometrien anhand der Feldkopplung und Plasmakopplung.



## Abstract

The present work deals with inner partial discharges as origin of degradation of solid insulations. It is referenced to discrete layer dielectrics and porous media as insulations. Therefore, partial discharges and their formation is considered.

Gas discharge processes of partial discharges, their mechanisms and areas of application are described. Therefore, the Townsend mechanism and the streamer mechanism are presented. It is also referred to basic plasma description.

For simulation of partial discharge propagation processes several plasma simulation methods are introduced. This leads to the Particle-In-Cell Monte Carlo simulation method which is used for consideration of gas discharge process with model based fundamental cells. After an introduction of the boundary conditions and the chosen parameters, the simulation program is verified through a discharge in a single microcavity. As main value for characterisation of partial discharges the charge is shortly presented.

Modelling and discussion of the discharge processes are carried out regarding four fundamental cells of arrangements with two microcavities. Therefore, parallel and serial fundamental cells regarding to the electric field with and without opening are determined and characterised. After a discussion of the results, critical and less critical geometries regarding to field coupling and plasma coupling are detected.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Danksagung .....</b>	<b>I</b>
<b>Kurzfassung .....</b>	<b>III</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis .....</b>	<b>IX</b>
<b>Symbolverzeichnis .....</b>	<b>XI</b>
<b>1 Einleitung.....</b>	<b>1</b>
1.1 Ausgangslage und Fragestellung.....	2
1.2 Zielsetzung und Lösungsansatz.....	3
<b>2 Grundlagen .....</b>	<b>5</b>
2.1 Elektrische Isoliersysteme .....	5
2.1.1 Diskrete Schichtdielektrika .....	5
2.1.2 Poröse Medien .....	9
2.2 Gasentladungsprozesse .....	11
2.2.1 Freie Ladungsträger .....	13
2.2.2 Townsend-Entladung .....	16
2.2.3 Streamer-Entladung .....	21
2.2.4 Ladungsträger im Plasma .....	27
<b>3 Teilentladungssimulationen mit PIC-MC .....</b>	<b>31</b>
3.1 Plasma-Simulationsmethoden .....	31
3.2 Simulationsprogramm PIC-MC .....	36
3.3 Simulationsmodelle und Randbedingungen.....	41
3.3.1 Simulationsmodell: Einzelhohlraum .....	47
3.3.2 Simulationsmodelle: Parallele Hohlräume.....	50
3.3.3 Simulationsmodelle: Serielle Hohlräume.....	52
3.3.4 Simulationsauswertung und -darstellung .....	54
3.4 Einzelhohlraum und Verifikationen.....	57
3.5 Parameterstudie für einen Einzelhohlraum .....	68
3.6 Exemplarische Betrachtung der Entladungsströme .....	78
<b>4 Modellbildung für poröse Medien .....</b>	<b>83</b>
4.1 Multiple benachbarte Hohlräume .....	83
4.1.1 Parallele getrennte Mikrohohlräume .....	84
4.1.2 Parallele verbundene Mikrohohlräume.....	89
4.1.3 Serielle getrennte Mikrohohlräume .....	95

4.1.4	Serielle verbundene Mikrohohlräume.....	102
4.2	Diskussion der Entladungsphänomene und Grenzen der Modellbetrachtungen.....	107
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>113</b>
5.1	Zusammenfassung .....	113
5.2	Ausblick .....	115
	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>117</b>
	<b>Appendix .....</b>	<b>129</b>
	Appendix A: Wirkungsquerschnitte .....	131
	Appendix B: Weitere Simulationsbilder .....	135
	Appendix C: Berechnungen .....	143
	Appendix D: Exemplarische Nebenrechnung zur Porosität.....	145
	Appendix E: Exemplarische Entladungsströme bei multiplen Hohlräumen .	147
	Appendix F: Charakteristische Wertetabellen .....	149
	<b>Glossar .....</b>	<b>155</b>
	<b>Studentische Arbeiten.....</b>	<b>157</b>
	<b>Eigene Veröffentlichungen .....</b>	<b>159</b>
	<b>Lebenslauf.....</b>	<b>161</b>

## Abkürzungsverzeichnis

3D	Dreidimensional
CAD	Computer-Aided Design (dt. rechnerunterstütztes Konstruieren)
CPU	Central Processing Unit (dt. Prozessor)
DBD	Dielectric Barrier Discharge (dt. dielektrische Barrierenentladung)
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DSMC	Direct Simulation Monte Carlo
elenia	Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen
IGES	Initial Graphics Exchange Specification (Datenformat)
IST	Fraunhofer Institut für Schicht- und Oberflächentechnik
LTE	Local Thermodynamic Equilibrium (dt. lokales thermodynamisches Gleichgewicht)
PIC-MC	Particle-In-Cell Monte Carlo
quasi-2D	quasi Zweidimensional
SEE	Sekundärelektronenemission
STEP	STandard for the Exchange of Product model data (Datenformat)
TE	Teilentladung(en)
Vgl.	Vergleiche

X

## Symbolverzeichnis

$absorption\_e$	An Oberfläche adsorbierte Elektronen	$s^{-1}m^{-2}$
$A_{anode}$	Anodenfläche	$m^2$
$b$	Beweglichkeit	$cm^2/Vs$
$B$	Magnetische Flussdichte	T
$c$	Molekulare(r) Geschwindigkeit(svektor)	$cm/\mu s$
$d$	Schlagweite, Strecke	$\mu m$
$D$	Dielektrische Verschiebungsflussdichte	$As/m^2$
$e^-$	Elektron	1
$E$	Elektrische Feldstärke	$V/m$
$E/n$	Reduzierte elektrische Feldstärke	$1\ Td = 10^{-21}\ Vm^2$
$f$	Normierte Geschwindigkeitsverteilungsfunktion	1
$F$	Kraftvektor	N
$F'$	Massebezogener Kraftvektor	$N/g$
$i$	Laufindex	1
$I_{absorption}$	Absorptionsstrom	A
$k$	$k$ -Wert	1
$Kn$	Knudsen-Zahl	1
$L$	Charakteristische Dimension	$300\ \mu m$
$m$	Masse	g
$n_e(x)$	Anzahl an Elektronen bei $x$	1
$n_{e,0}$	Anzahl an Primärelektronen	1
$N_j$	Makroteilchenanzahl in Zelle	1
$n_p, n_q$	Teilchendichte der Teilchen $p$ bzw. $q$	$mm^{-3}$
$n_z$	Anzahl an Simulationszellen	1
$N_2$	Stickstoffmolekül	1
$N_2^+$	Positives Stickstoff-Ion (auch N2plus)	1
$n_{Skal}$	Skalierungsfaktor zwischen Makro- und Realteilchen	1
$p$	Druck	$1\ bar = 10^5\ Pa$
$p_{Koll}$	Mittlere Anzahl an Kollisionen in $\delta t$ in Simulationszelle zu entsprechendem Zeitschritt	1
$P$	Elektrische Polarisation	$As/m^2$

$pd$	Produkt aus Schlagweite und Druck	bar*mm
$q_C$	Ladung über Kapazitätsmodell	pC
$q_e$	Elementarladung eines Elektrons	$1,6 \cdot 10^{-19}$ As
$q_w$	Wahre Ladung	pC
$q_s$	Scheinbare Ladung	pC
$q_{s,w}$	Messbare, scheinbare Ladung	pC
$r$	Positionsvektor	mm
$t$	Zeit	ns
$T$	Temperatur	K
$U$	Spannung	kV
$v$	Geschwindigkeit	cm/ $\mu$ s
$V$	Gesamtvolumen eines Schaumes	m <sup>3</sup>
$V_P$	Porenvolumen (Gas) eines Schaumes	m <sup>3</sup>
$V_{Zelle}$	Volumen der Simulationszelle	m <sup>3</sup>
$W_a$	Austrittsarbeit	eV
$W_I$	Ionisationsenergie	eV
$W_{kin}$	Kinetische Energie	eV
$x$	Wegstrecke	m
$\alpha$	Ionisierungskoeffizient	<sup>1</sup> / $\mu$ m
$\alpha^*$	Effektiver Ionisierungskoeffizient	<sup>1</sup> / $\mu$ m
$\gamma$	Rückwirkungskoeffizient	1
$\delta t$	Zeitschrittweite in der Simulation	s
$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$	Permittivität	As/ $V_m$
$\varepsilon_r$	Relative Permittivität der Materie	1
$\varepsilon_0$	Permittivitätskonstante des Vakuums	$8,85 \cdot 10^{-12}$ As/ $V_m$
$\eta_e$	Anlagerungskoeffizient	<sup>1</sup> / $\mu$ m
$\lambda$	Mittlere freie Weglänge	$\mu$ m
$\rho$	Raumladungsdichte	As/ $m^3$
$\varphi$	Elektrisches Potential	V
$\Phi$	Porosität	%
$\sigma$	Cross Section bzw. Wirkungsquerschnitt	m <sup>2</sup>
$\Omega$	Winkel	°
$\varnothing$	Durchmesser	$\mu$ m

# 1 Einleitung

Durch die Energiewende werden an die Geräte und Anlagen der elektrischen Energietechnik große Herausforderungen in Bezug auf die Umweltverträglichkeit und steigende Effizienz gestellt. So werden im Bereich der Isoliersysteme immer kompaktere und gleichzeitig kostengünstige elektrische Isolierungen gefordert. Neben diesen Aspekten werden oft spezielle Eigenschaften wie z. B. eine hohe Elastizität erwünscht. Durch diese Miniaturisierung in Zusammenarbeit mit hohen elektrischen Feldstärken geraten die konventionellen Isoliersysteme an ihre Grenzen. Zudem ist kein Fertigungsverfahren perfekt. So entstehen in den Isolierungen Inhomogenitäten und Hohlräume. In den inneren Fehlstellen können bei elektrischer Belastung Teilentladungen entstehen, welche im Weiteren auch Mikroplasmen genannt werden [Koe93]. Diese führen zwar in der Regel nicht zum sofortigen Ausfall des Betriebsmittels, jedoch zur Degradation (z. B. [Nie95], [Tem00]).

Als weitere Anforderung an die Isoliersysteme ist für mobile Anwendungsbereiche wie die Elektromobilität ein möglichst geringes Gewicht nötig. Eine merkliche Gewichtsreduzierung lässt sich jedoch schwierig erreichen. Einen möglichen Ansatz liefern hier poröse Materialien. Diese besitzen gasförmige und feste Bereiche und werden ebenfalls als Schäume bezeichnet. Zum Einsatz dieser Schäume gibt es bereits prinzipielle elektrische [Keß10], [Trö09] und mechanische [Rog11] Untersuchungen. Aufgrund der erhöhten Anzahl an Hohlräumen, welche zudem unregelmäßig verteilt sind, wird die Betrachtung des Teilentladungsverhaltens entscheidend. Hierbei ist insbesondere die Entladungsausbreitung innerhalb der Hohlräume interessant sowie die daraus resultierende Entstehung eines Durchschlagskanals und somit die Zerstörung der Isolation.

Das vollständige Verständnis der Teilentladungsprozesse ist daher sehr wichtig, um die Entstehung von Teilentladungen zu verhindern oder zumindest zu reduzieren. Ein effektiver Einsatz dieser porösen Isoliermedien wird durch die Beurteilung der Teilentladungsausbreitung erst möglich gemacht. Ein messtechnisches Herangehen an diese Herausforderung befindet sich im Grenzbereich des heutigen Standes der Technik, da nicht alle wichtigen Größen erfassbar sind (vgl. z. B. [Gib12]). Es können bisher lediglich globale Bewertungen vorgenommen werden, welche jedoch nicht die

lokalen Gegebenheiten darstellen. Die Herausforderung liegt u. a. in der mikroskopischen Betrachtung (z. B. optische Mikroskopie) bei gleichzeitig hohen Spannungen und daraus nötigen großen Abständen. Analytische Beschreibungen des Verhaltens sind aufgrund der Komplexität der Aufgabe ebenfalls nicht möglich, da sie von sehr speziellen Problemstellungen und sehr stark vereinfachten Modellen ausgehen [Bog02]. Durch die Fortschritte in der Computertechnik bieten sich jedoch Computersimulationen zur Mikroplasmabeschreibung an. Die komplexen Plasmagleichungen wie die Boltzmann-Transportgleichung lassen sich durch numerische Berechnungsverfahren lösen. Verschiedene Simulationsverfahren wie z. B. Partikel- oder Fluidik-Simulationen sind je nach Fragestellung und Plasmaart besser oder weniger gut anwendbar [Bir91a].

In anderen Bereichen wie der Oberflächentechnik werden ganz bewusst Mikroplasmaentladungen im Labor- oder Fertigungsprozess gezündet. Diese Plasmabehandlung von Materialien kann zur Modifikation und Beschichtung innerer und äußerer Grenzflächen genutzt werden [Dzi09], [Koe93], [Luc09]. Sie lässt sich über ähnliche Gesetzmäßigkeiten wie bei den erwähnten Teilentladungen beschreiben [Erm08]. Zur Optimierung der Plasmabehandlungsprozesse sind die Kenntnisse der Entladungsausbreitung bzw. -begrenzung wichtig. Diese würden die Behandlung von porösen Strukturen verbessern bzw. teilweise erst sinnvoll ermöglichen [Kus09].

### **1.1 Ausgangslage und Fragestellung**

Das komplexe Verhalten von Teilentladungen ist unter bestimmten Restriktionen bekannt und beschreibbar. Dies betrifft jedoch nur einzelne Entladungen oder sehr vereinfacht das globale Verhalten (z. B. [Bud10], [Lem12]). Sobald in einem Dielektrikum mehrere Entladungsorte auftreten oder gar Interaktionen zwischen diesen wirksam werden, existieren nur sehr grobe und unspezifische Modellvorstellungen (z. B. [Jeo95], [Trö09]) oder erste Ansätze für weiterführende Betrachtungen [Erm09].

Wichtig und interessant wird dieser Aspekt jedoch für die Optimierung sowie Leichtbau-Ansätze. Die Entwicklung mit dem Ziel des Einsatzes von porösen Isolierstoffen wird hier sogar erst durch die vollständige Beschreibung des Entladungsverhaltens

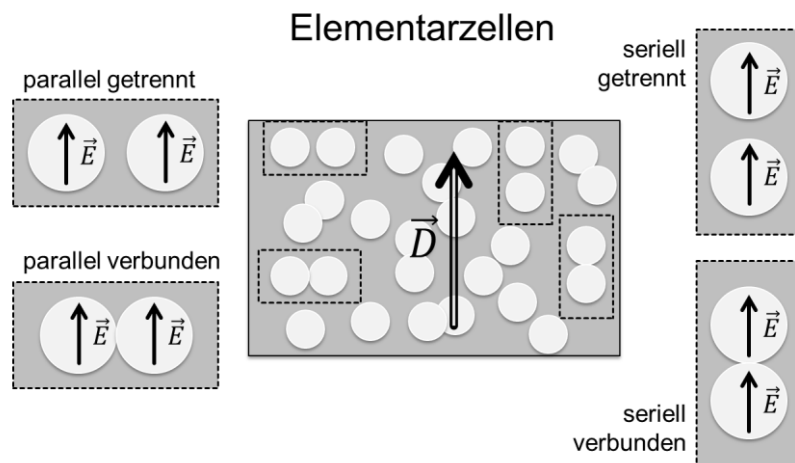


ermöglicht, weil im energietechnischen Sektor eine hohe Zuverlässigkeit von Bedeutung ist.

Erste sehr vereinfachte Ansätze zum Verständnis des Entladungsverhaltens von Schäumen als Isoliersysteme wurden bereits von z. B. Tröger [Trö09] und Keßler [Keß10] durchgeführt. Dies sind erste Schritte zu einer Beschreibung des Verhaltens und der Ausbreitung von Teilentladungen.

## 1.2 Zielsetzung und Lösungsansatz

Zur wissenschaftlichen Beschreibung komplexer Begebenheiten muss zuerst eine Abstraktion über einfache Modelle bei bekannten Rahmenbedingungen durchgeführt werden. Die vollständige Beschreibung einer Realgeometrie einer porösen Struktur wäre hier nicht zielführend. Daher werden in dieser Arbeit die prinzipiellen möglichen Grundstrukturen, sogenannte Elementarzellen, für poröse Geometrien betrachtet (siehe Bild 1.1).



**Bild 1.1 Darstellung einer porösen Struktur (Mitte) mit den grundlegenden Elementarzellen und Unterscheidung anhand der Lage zur elektrischen Feldrichtung bzw. der dielektrischen Verschiebungsflussdichte und Verbindung der Hohlräume**

Es ergeben sich für die Betrachtung poröser Strukturen vier gekoppelte Elementarzellen. Hierbei können die Mikrohohlräume parallel oder seriell zum elektrischen Feld angeordnet sein sowie getrennte oder verbundene Hohlräume besitzen. Alle weiteren Anordnungen ergeben sich aus Mischformen oder Zusammensetzungen dieser grundlegenden Elementarzellen.

Anhand PIC-MC(Particle-In-Cell Monte Carlo)-Simulationen dieser Elementarzellen erfolgt eine Untersuchung der Entladungsmechanismen sowie der Ausbreitung von Entladungen in porösen Strukturen und der Klassifizierung in kritische und unkritische Entladungsausbreitung. Es ist daher interessant, ob sich Entladungen durch Verbindungsöffnungen zwischen den Hohlräumen ausbreiten können oder ob eine Entladung eine andere benachbarte Entladung unterdrückt. Eine weitere Fragestellung ist, ob sich eine gemeinsame Entladungsfront ausbildet und so der Hohlraum virtuell vergrößert wird.

## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel wird auf die Grundlagen der Mikroplasmen in Isoliermaterialien eingegangen. Hierzu dienen diskrete Schichtdielektrika als abstraktes Modell für typische Isoliersysteme. Anhand dieser Strukturen wird die Schädigung von Isolierungen durch Teilentladungen dargestellt. Die Erkenntnisse bezüglich z. B. analytischer Feldbeschreibung der diskreten Schichtdielektrika sind auf die porösen Isolierstoffe mit sehr vielen inneren Grenzflächen zwischen Gas und Feststoff zu übertragen, welche sich aus makroskopischer Betrachtung nicht mehr als diskrete Schichten darstellen lassen.

Zur Beschreibung der Mikroplasmen ist die Gasentladungsphysik heranzuziehen. Hierzu wird die Ladungsträgergeneration, gefolgt von den beiden für diese Arbeit relevanten Mechanismen (Townsend und Streamer), erläutert. Weiterhin wird ein Einstieg in Plasmabeschreibungen anhand der relevanten Gleichungen vorgenommen.

### 2.1 Elektrische Isoliersysteme

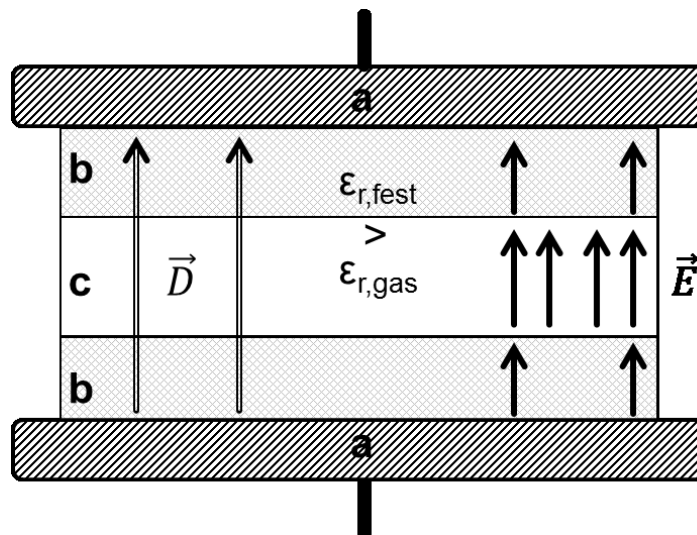
Unter einem elektrischen Isoliersystem wird die Gesamtheit aus der elektrischen Isolierung eines Systems (dem Dielektrikum) sowie der elektrischen Leiter und der nahen Umgebung verstanden (vgl. [Küc09]). Es beinhaltet folglich in der Regel neben den Leitern gasförmige und feste Dielektrika sowie Grenzflächen.

#### 2.1.1 Diskrete Schichtdielektrika

Unter diskreten Schichtdielektrika werden elektrische Isoliersysteme verstanden, welche aus einzelnen Schichten oder Medien aufgebaut sind. Hierbei bilden sich Grenzflächen, welche einen entscheidenden Einfluss auf das dielektrische Verhalten haben und allgemein eine elektrische Schwachstelle im Isoliersystem darstellen [Kur05]. Ein grundlegendes Schichtdielektrikum bei verschiedenen Feststoffen ergibt sich durch innere Grenzflächen, beispielsweise bei gefüllten Epoxidharzsystemen zwischen Harzmatrix und Füllstoff [Ger05]. Sobald umgebungsbedingt Feuchtigkeit

eine Rolle spielt, wird ebenfalls der Einfluss der Grenzfläche von der flüssigen Phase und dem festen Isolierstoff von Bedeutung, wie beispielsweise bei Tropfenkorona [Bra07]. Fertigungsbedingt können in Feststoffisoliersystemen auch Inhomogenitäten und Hohlräume auftreten. Diese sind oftmals gasgefüllt und besitzen somit Grenzflächen zwischen dem Gas und dem Feststoff, welche zudem einen wichtigen Einfluss auf die Alterung des Isoliersystems haben [Bud10].

Zur Beschreibung des dielektrischen Verhaltens solcher diskreter Schichtdielektrika kann ein Zwei-Schichten-Modell herangezogen werden. Hierzu wird zunächst ein einfacher gasgefüllter Spalt innerhalb einer Feststoffisolierung unter einem homogenen elektrischen Feld unter Vernachlässigung der Randeffekte (Bild 2.1) betrachtet.



**Bild 2.1** Darstellung eines diskreten Schichtdielektrikums mit zugehörigen Feldverhältnissen unter Vernachlässigung der Randeffekte mit den Elektroden (a), der Feststoffisolierung (b) und der gasförmigen Isolierung (c)

Wegen der konstanten elektrischen Flussdichte  $D$  und der unterschiedlichen Permittivität ( $\epsilon_r$ ) ergibt sich gemäß Gleichung (2.1) eine höhere elektrische Feldstärke  $E$  in dem Bereich des Gases mit der geringeren Permittivität.

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad (2.1)$$

Daraus resultiert, zusammen mit der in der Regel geringeren elektrischen Festigkeit eines gasförmigen Isolierstoffs verglichen mit einem Feststoff (vgl. [Kin85]), eine Verstärkung des Risikos für das Auftreten von Teilentladungen im Hohlraum. Wenn die elektrische Festigkeit des Gases überschritten wird, treten Teilentladungen (TE) auf. TE sind die ingenieurstechnische Beschreibung von Gasentladungen in eng begrenzten Regionen innerhalb eines Isoliersystems. Daher sind Teilentladungen teilweise Überbrückungen einer Isolierstrecke [Koe93]. Ein einmaliges Auftreten ist in der Regel wenig kritisch für das Isoliersystem. Sobald jedoch wiederholt Entladungen auftreten, können diese zur Schädigung bis hin zur Zerstörung der Isolierung führen [Kin85]. Weiterhin können Teilentladungen insbesondere im Bereich der elektrischen Energieübertragung Übertragungsverluste und Hochfrequenzstörungen verursachen [Küc09].

Teilentladungen können in verschiedenen örtlichen Bereichen auftreten und sind hiernach zu unterscheiden. Sobald sie außerhalb in einem gasgefüllten nicht eingeschlossenen Medium auftreten, werden sie als äußere TE bezeichnet. Diese treten u. a. an leitfähigen Strukturen unter einem hohen elektrischen Feld in gasförmigen Isoliermedien auf [Koe93]. Ein Spezialfall der äußeren TE sind Korona-Entladungen. Ausführlichere Informationen sind in der Literatur (z. B. [Koe93], [Küc09]) zu finden. Auf Oberflächen auftretende TE werden Gleitentladungen genannt. Sie sind bei Hochspannungsprüfeinrichtungen unter hohen Feldstärken und kleinen geometrischen Abmessungen besonders kritisch. Zur Reduzierung dieser Gleitentladungen müssen in der Regel feldsteuernde oder oberflächenverändernde Maßnahmen getroffen werden [Küc09]. Weiterhin gibt es innere Teilentladungen. Diese treten innerhalb einer Feststoffisolierung in zumeist gasgefüllten Kavitäten auf, wobei obiger Spalt (siehe Bild 2.1) ein typisches Beispiel hierfür ist [Koe93].

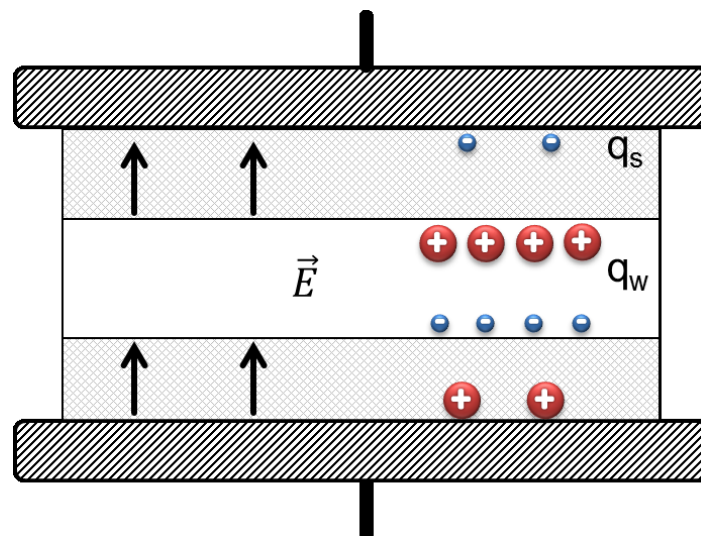
Die in dieser Arbeit wichtigste Form von Teilentladungen sind die inneren Teilentladungen, welche deswegen im Folgenden näher betrachtet werden. Zur genaueren Beschreibung wird das diskrete Schichtdielektrikum aus Bild 2.1 herangezogen. Sobald hier die elektrische Festigkeit lokal in der Kavität überschritten wird, läuft eine Gasentladung ab (vgl. Kapitel 2.2). Die hierbei im Hohlraum getrennte Ladung wird wahre Ladung  $q_w$  genannt. Die Hohlraumentladung bzw. Ladungstrennung erzeugt wiederum über die elektrische Polarisierung  $P$  gemäß Gleichung (2.2) eine Ladungs-

verschiebung im umgebenden Feststoffmedium und somit eine Ladungsveränderung an den äußeren Prüflingsklemmen (siehe Bild 2.2).

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad (2.2)$$

Die Ladungsmenge, welche hierzu durch den Prüfkreis zugeführt werden muss, wird gemäß IEC 60270 [IEC00] scheinbare Ladung  $q_s$  genannt. Sie dient als charakterisierende Kenngröße für Teilentladungen, da man in der Regel keine direkte Messung von  $q_w$  vornehmen kann. Hieraus ergibt sich auch die Verhältnismäßigkeit  $q_w > q_s$ .

Die elektrische Feldstärke im Hohlraum ist nach der Entladung durch die entgegengerichtete Feldstärke der getrennten Ladungsträger reduziert (siehe Bild 2.2). So kann die Entladung zu einem feldfreien Hohlraum führen, wenn sich die beiden Anteile des elektrischen Feldes vollständig kompensieren (vgl. Kapitel 2.2.4).



**Bild 2.2 Vereinfachte Darstellung der Verhältnisse nach einer Entladung innerhalb eines Schichtdielektrikums mit zugehöriger wahrer Ladung  $q_w$  und scheinbarer Ladung  $q_s$  (vgl. mit Bild 2.1)**

Über den äußeren Prüfkreis kann schließlich die Teilentladung als messbare, scheinbare Ladung  $q_{s,m}$  erfasst werden [IEC00]. Hieraus ergibt sich ein Teil der Herausforderungen der Teilentladungsmessung und vor allem der Interpretation der Er-

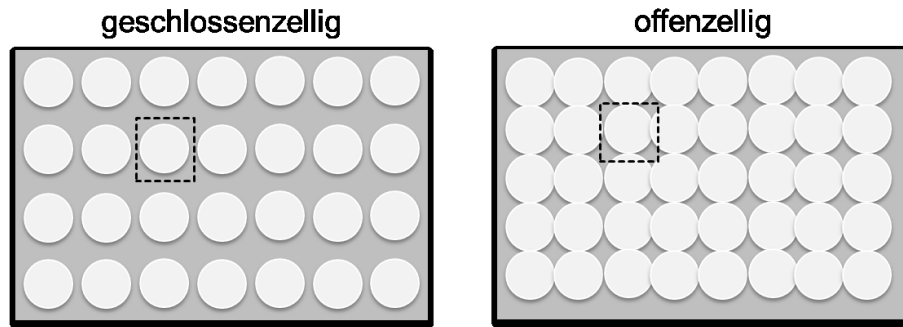
gebnisse. Durch die unbekannte Lage und Abmessung der Hohlräume bei realen Anordnungen sowie die nicht messbare Ladung  $q_w$  können keine direkten Aussagen über das Teilentladungsverhalten getroffen werden. Für einfache Modellgeometrien können jedoch analytische Lösungsansätze zur Berechnung der wahren Ladung in diesen Hohlräumen über die Dipolmomente herangezogen werden (z. B. [Ped95], [Lem12], [Kur93]). Der Umfang sowie die Komplexität von Teilentladungen selbst in kleinen geometrischen Teilbereichen wird ausführlich von Niemeyer [Nie95] dargestellt.

Die Komplexität der Beschreibung steigt jedoch weiterhin sehr stark an, sobald mehr als ein Hohlraum zu betrachten ist. Dieser Fall tritt bis auf einzelne spezielle Modelle bei realen Geometrien nahezu immer auf und führt zu einer integralen Beobachtung. Somit ist keine auf die Mikrohohlräume bezogene separate Charakterisierung möglich. Eine Betrachtung des globalen TE-Verhaltens unter Vernachlässigung der eigentlichen Entladungsvorgänge über Ersatzschaltbilder kann hingegen z. B. bei Jeon [Jeo95] gefunden werden.

Verschiedene Größen beeinflussen weiterhin die Aktivität der Teilentladungsimpulse. Hierzu gehören beispielsweise Abmessung, Lage und Anzahl der Hohlräume sowie die Amplitude und Frequenz der treibenden (Hoch-)Spannung.

### **2.1.2 Poröse Medien**

Im Gegensatz zu diskreten Schichtdielektrika besitzen poröse Isolierstoffe eine Vielzahl an Hohlräumen, welche statistisch verteilt angeordnet sind. Hierdurch ergeben sich komplexe Strukturen, welche jedoch zur einfacheren Beschreibung in grundlegende Elementarzellen unterteilt werden können. Elementarzellen stellen so die kleinste zu betrachtende sich wiederholende Einheit aus Hohlraum und Matrix dar (siehe Bild 2.3).



**Bild 2.3 Modelle poröser Isolierstoffe mit rein geschlossen- bzw. offenzelligen Strukturen und dargestellten Elementarzellen einzelner Hohlräume**

Ein poröser Werkstoff, und speziell ein poröser Isolierstoff, besteht aus einer festen Isolierung, welche mit gasgefüllten Kavitäten durchsetzt ist. Dieses Porensystem kann allgemein als Schaum bezeichnet werden (z. B. [Blu06], [Ger06]). Als Charakterisierung von Schaumstoffen auf Kunststoffbasis kommt die Unterscheidung in offenzellige (verbundene Zellen), geschlossen-zellige (unverbundene Zellen) und gemischtzellige (sowohl verbundene als auch unverbundene Zellen) Schaumstoffe hinzu (vgl. Bild 2.3 und [Sch77]). Unter anderem aus dem Bereich der Geophysik ist zur Charakterisierung von porösen Werkstoffen der Begriff Porosität  $\Phi$  bekannt. Dieser bezeichnet den Quotienten aus Hohlraumvolumen bzw. Porenvolumen  $V_P$  zu Gesamtvolumen  $V$  gemäß Gleichung (2.3) [Sch96]:

$$\Phi = \frac{V_P}{V} \quad (2.3)$$

Poröse Werkstoffe weisen in der Regel eine schlechte thermische Leitfähigkeit auf und können deshalb gut als thermische Isolierungen genutzt werden [Rei92]. Zudem haben poröse Werkstoffe geringere Dichten als die reinen Feststoffe, was sich in einem geringen Gesamtgewicht der Systeme zeigt. Bisher werden Schäume aufgrund der Schwächung der festen Isolierung durch die gasgefüllten Kavitäten jedoch nur als elektrische Nebenisolierungen eingesetzt [Küc09]. Sobald jedoch der thermische oder gewichtsreduzierende Effekt maßgeblich wird, wird der Einsatz poröser Isolierstoffe in der elektrischen Energietechnik untersucht und angestrebt (z. B. [And02], [Trö09] und [Keß10]).

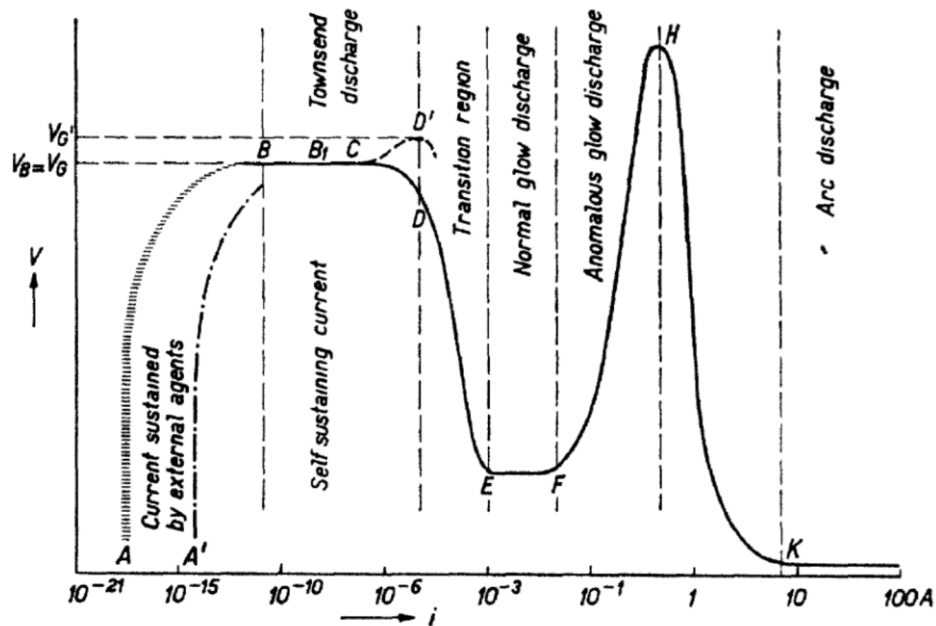


Zur Herstellung von porösen Werkstoffen können verschiedene Verfahren genutzt werden. Zur Erzeugung eines offenzelligen Schaumstoffes existiert beispielsweise die Möglichkeit, über den Zusatz von Treibmitteln eine Gasbildung im Werkstoff anzuregen oder seltener über eine Aufschäumung durch Unterrühren von z. B. Luft [Sch77]. Die Produktion geschlossenzelliger Schaumstoffe kann hingegen zum Beispiel durch die Einmischung eines Füllstoffes in ein Matrixmaterial geschehen. Hierfür haben sich gasgefüllte Mikrohohlkugeln als geeignet herausgestellt. Eine typische Variante sind Mikrohohlkugeln mit einer Kunststoffhülle und Pentanfüllung, eine andere Variante solche mit einer Glashülle und Schwefeldioxidfüllgas [Keß10].

## **2.2 Gasentladungsprozesse**

Teilentladungen sind Gasentladungen in einem lokal sehr begrenzten Bereich (z. B. Hohlräume). Zur Beschreibung von Teilentladungsphänomenen eignet sich daher gut die Gasentladungsphysik. Hierzu müssen freie Ladungsträger vorhanden sein. Die Entladungen laufen nach dem Townsend- oder Streamer-Mechanismus ab und werden im Folgenden erläutert.

Bevor Entladungen in einem realen System betrachtet werden können, müssen zuerst die eigentlichen Gasentladungsvorgänge, ideal und ohne Berücksichtigung weiterer Faktoren (wie angrenzende Materialien), an sich Betrachtung finden. Erste Erfahrungen zur Charakteristik von Gasentladungsprozessen wurden schon sehr früh von Druyvesteyn [Dru40] mit Niederdruck-Gasentladungen vorgestellt. Die Einteilung der Entladungstypen erfolgt über eine Strom-Spannungs-Kennlinie in doppelt-logarithmischer Darstellung (siehe Bild 2.4). Das prinzipielle Verhalten und die Klassifizierung der Entladungstypen bei Niederdruck und Atmosphärendruck sind sehr ähnlich [Bec05].



**Bild 2.4** Schematische Charakteristik einer homogenen Niederdruck-Gasentladung mit Übertragbarkeit auf Atmosphärendruck-Entladungen [Dru40]

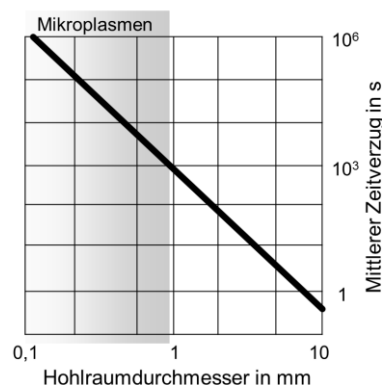
Gemäß Bild 2.4 können verschiedene Entladungstypen unterschieden werden (vgl. [Dru40], [Küc09]). Für unselbstständige Entladungen (Bereich A bis B) werden bei sehr kleinen Strömen relativ hohe Spannungen benötigt. Ab einer bestimmten Spannung (Bereich B bis D) steigt der Strom bei gleichbleibender Spannung an und die Entladungen sind über den Townsend-Mechanismus (vgl. Kapitel 2.2.2) beschreibbar. Hierauf folgt die Glimmentladung mit einer abgesenkten Spannung (Bereich D bis H). Ab einem Spannungsmaximum erfolgt schließlich eine Bogenentladung mit sehr hohen Stromwerten. Welcher Entladungstyp sich einstellt, hängt von mehreren Parametern ab. Im Fall von dielektrisch eingeschränkten Entladungen ist die wichtigste Randbedingung die nichtleitfähige räumliche Barriere des Entladungsbereiches und damit eine Strombegrenzung [Küc09]. Zur Beschreibung der in dieser Arbeit interessanten Prozesse werden im Folgenden die grundlegenden Begebenheiten im Gasraum betrachtet.

Alle Teilchen unterliegen in einem Gas einer ungeordneten Bewegung. Diese ist stark temperaturabhängig und die Geschwindigkeit nimmt mit steigender Temperatur zu. Das Verhalten betrifft in einem Gas sowohl Neutralteilchen als auch eventuell

vorhandene geladene Teilchen und nennt sich Brownsche Bewegung [Mes10]. Das Auftreten der Diffusion zur Konzentrationsgleichverteilung ist ebenfalls auf die statistische Bewegung der Teilchen zurückzuführen. Unter der Annahme freier Ladungsträger in einem Gasmedium und dem Vorhandensein eines elektrischen Feldes kommt zusätzlich eine gerichtete Bewegung (Drift) für die geladenen Teilchen hinzu. Diese Bewegungen überlagern sich schließlich.

### 2.2.1 Freie Ladungsträger

Die freien Ladungsträger im Gas werden zum Beispiel über (kosmische) Strahlungsvorgänge erzeugt. Hierdurch existieren in der Luft, als natürliches Umgebungsmedium, freie Ladungsträger im Mittel in der Größenordnung von ca.  $10^9 \text{ m}^{-3}$  Teilchen [Mes10]. Hieraus wird ersichtlich, dass die Anzahl der freien Elektronen begrenzt ist. In Feststoffe eingeschlossene Bereiche haben zudem üblicherweise eine geringere freie Elektronendichte. Zusätzlich ist die Anzahl und somit Verfügbarkeit von Startelektronen in sehr kleinen Hohlräumen oft nicht jederzeit gegeben und so kann eine Entladung einen statistischen Zeitverzug haben (siehe Bild 2.5).



**Bild 2.5 Mittlerer statistischer Zeitverzug der Verfügbarkeit von Startelektronen innerhalb kleiner sphärischer Hohlräume in Luft unter Atmosphärendruck mit markiertem Bereich von Mikroplasmen (nach [Nie95])**

Nach Niemeyer [Nie95] kann somit ein mittlerer Zeitverzug bis zur Verfügbarkeit von Startelektronen bei Hohlräumen im Bereich einiger hundert Mikrometer für Mikro-

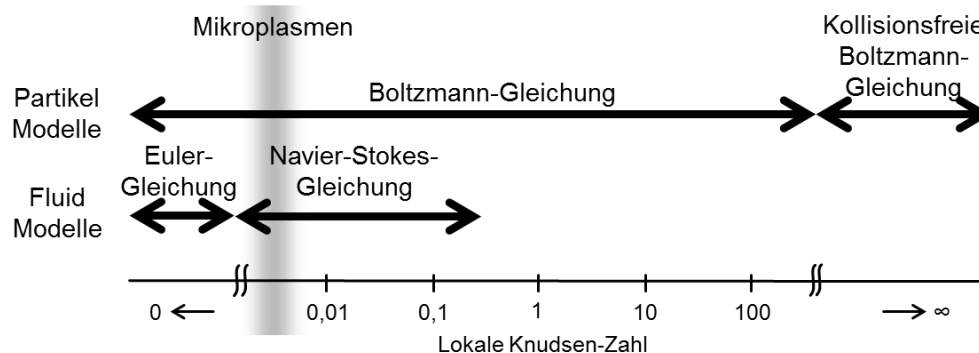
plasmen bei  $10^3$  bis  $10^6$  Sekunden liegen. Im Gegensatz zur ausschließlichen Betrachtung des Gases kann jedoch aus den benachbarten Feststoffen über Elektronenemission eine Bereitstellung von Ladungsträgern erfolgen. Dieses Verhalten wird über die Sekundärelektronenemission (SEE) quantifiziert (vgl. Kapitel 2.2.2).

Sobald Ladungsträger vorhanden sind, können aufgrund der Bewegung die geladenen und neutralen Teilchen miteinander zusammenstoßen. Ein Maß für die Teilchenkollisionen bezogen auf die Teilchendichte ist die Knudsen-Zahl  $Kn$  gemäß Gleichung (2.4) [Bir94]. Die Knudsen-Zahl ist der Quotient aus mittlerer freier Weglänge  $\lambda$  und charakteristischer Dimension  $L$  der Anordnung.

$$Kn = \frac{\lambda}{L} \quad (2.4)$$

Die mittlere freie Weglänge der Elektronen in Luft bzw. Stickstoff bei atmosphärischen Normalbedingungen wird von Hilgarth [Hil92] angegeben als theoretischer Wert  $\lambda = 0,36 \mu\text{m}$  sowie als experimentell ermittelter Wert  $\lambda = 0,57 \mu\text{m}$ . Zusammen mit der systembedingten Größe, welche als maximale Schlagweite (bei einem Einzelhohlraum  $L = 300 \mu\text{m}$ ) zu verstehen ist, ergibt sich für eine vereinfachte Betrachtung in dieser Arbeit  $Kn \sim 0,002$ .

Durch die Reduzierung der mittleren freien Weglänge nimmt die Wahrscheinlichkeit für Teilchenstöße zu. Wenn die Gase zusätzlich eine bestimmte auf die Systemgröße bezogene freie Weglänge haben, ergibt sich zudem laut Bird [Bir94] die Anwendbarkeit der charakterisierenden Transportgleichungen des Gases, welche für analytische oder numerische Berechnungen benötigt werden (Bild 2.6). In der Grafik ist zudem der typische Anwendungsbereich von Mikroplasmen markiert.



**Bild 2.6 Darstellung der Gültigkeitsbereiche von Partikel- und Fluid-Modellen anhand der Knudsen-Zahl mit markiertem Bereich der Mikroplasma (nach [Bir94])**

Gemäß Bild 2.6 ist laut Bird [Bir94] die Euler-Gleichung (als Vereinfachung der Navier-Stokes-Gleichung) für die Berechnung von Mikroplasma wenig geeignet. Die Navier-Stokes-Gleichung kann hingegen für Fluidbetrachtungen herangezogen werden. Fluidikmodelle gehen von Gleichgewichtsbedingungen aus und betrachten die Gase bzw. Gasanteile (Elektronen-, Ionen-, Neutralteilchen-Gas) als im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE, local thermodynamic equilibrium). So werden Transportkoeffizienten gemäß der Navier-Stokes-Gleichung verwendet und eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung vorausgesetzt (vgl. [Mes10]). Für analytische Vereinfachungen eignen sich die Fluidikbetrachtungen sehr gut. Die weiteren analytischen Betrachtungen erfolgen daher gemäß Fluid-Modellen. Die für diese Arbeit herangezogene Boltzmann-Gleichung für Partikelmodelle wird hingegen in Kapitel 2.2.4 näher betrachtet.

$Kn$  gibt daher einen Maßstab für die Wahrscheinlichkeit von Partikelinteraktionen bzw. Teilchenstößen an. Die auftretenden Stöße können, je nach den beteiligten Teilchenarten, untereinander Energie austauschen. Besonders von Interesse aus elektrotechnischer Sicht sind hierbei die ionisierenden und rekombinierenden Stöße. Diese treten auf, sobald die Elektronen eine ausreichend hohe Energie über die freie Weglänge aufnehmen können. Die ionisierenden Stöße erzeugen freie Elektronen (und Ionen). Dieses Verhalten wird über die Gleichung (2.5) dargestellt. Hierbei ist  $\alpha$

der Ionisierungskoeffizient und  $n_e(x)$  die Anzahl an Elektronen nach der Wegstrecke  $x$  bei Initiierung durch  $n_{e,0}$  Primärelektronen (nach [Kin85]):

$$n_e(x) = n_{e,0} \exp\left(\int_0^x \alpha dx\right) \quad (2.5)$$

Die rekombinierenden und anlagernden Stöße, welche besonders bei elektronegativen Gasen wichtig werden, binden hingegen freie Elektronen in Moleküle ein. Dies geschieht mit einem Anteil entsprechend dem Anlagerungskoeffizienten  $\eta_e$  [Kin85]. Sobald die Differenz, welche als der effektive Ionisierungskoeffizient  $\alpha^*$  gemäß Gleichung (2.6) dargestellt ist, positiv wird, entstehen freie Ladungsträger, welche an einem Lawinenbildungsprozess mitwirken können [Kin85].

$$\alpha^* = \alpha - \eta_e \quad (2.6)$$

## 2.2.2 Townsend-Entladung

Die einfachste selbstständige Gasentladung ist die Townsend-Entladung, benannt nach ihrem Entdecker John Sealy Townsend, deren Ansätze bereits im Jahre 1900 von Townsend [Tow00] gezeigt wurden. Dieser Mechanismus ist eine Entladung über Ionenrückwirkung und wird somit auch Generationenmechanismus genannt. Die ablaufenden Prozesse sind ausgiebig in der Literatur erklärt (z. B. [vHi32], [Loe39], [Gän53], [Bey86], [Küc09]) und werden daher hier nur kurz dargestellt:

Unter der Annahme eines freien Elektrons (siehe Kapitel 2.2.1) und des Vorhandenseins eines elektrischen Feldes wird das Elektron in diesem beschleunigt. Es führt Stöße aus und erzeugt unter den passenden Bedingungen (u. a. freie Weglänge, Energie, elektrische Feldstärke) mindestens ein weiteres Elektron. Wenn sich dieser Vorgang weiter fortsetzt und die Rekombination nicht maßgeblich wird (Gleichung (2.6)  $> 0$ ), kann eine (primäre) Lawine entstehen [Bey86]. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Lawine beruht vorwiegend auf der Driftgeschwindigkeit der geladenen Teilchen, insbesondere der Elektronen. Für eine Abschätzung werden die

von der elektrischen Feldstärke abhängigen Teilchenbeweglichkeiten benötigt, wie sie z. B. in [Kin85] bei  $E \sim 30 \text{ kV/cm}$  gefunden werden können (siehe Tabelle 2.1):

**Tabelle 2.1 Teilchenbeweglichkeiten nach [Kin85]**

Elektronen $b_e$	$500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Ionen $b_i$	$1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$
Große Ionen $b_{ig}$	$0,0001 \dots 0,1 \text{ cm}^2/\text{Vs}$

Zusammen mit der elektrischen Feldstärke ergibt sich dann eine Abschätzung der Driftgeschwindigkeit. Für die in dieser Arbeit simulierten Einzelhöhlräume wird bei Teilentladungseinsatz eine elektrische Feldstärke von ca.  $10 \text{ kV/mm}$  bestimmt (vgl. Kapitel 3.3). Hieraus resultiert unter vereinfachten Annahmen (homogenes Feld, im ersten Ansatz vernachlässigbarer Einfluss des Eigenfeldes) eine Driftgeschwindigkeit der Elektronen von  $v_{de} \sim 50 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . Unter denselben Vereinfachungen besitzen die positiven Ionen eine Driftgeschwindigkeit von  $v_{di} \sim 0,1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . Diese Werte ähneln den prinzipiellen Abschätzungen für die Elektronen von Gänger [Gän53] (mit  $\sim 10 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ) ohne speziellen elektrischen Feldbezug.

Die Primärlawine bewegt sich schließlich schnell in Richtung der Anode mit ungefähr der Geschwindigkeit der Elektronen fort [Gän53]. Sie kann laut Gänger [Gän53] Abmessungen in der Breite von ca.  $100 - 200 \mu\text{m}$  bei Atmosphärendruck annehmen. Basierend auf der zuvor berechneten Driftgeschwindigkeit benötigen die Elektronen eine Zeit von ca.  $0,6 \text{ ns}$  zur Überbrückung der gesamten Schlagweite (von hier  $d = 300 \mu\text{m}$ ). Hierbei wird jedoch die höhere Feldstärke durch das Eigenfeld der Ladungsträger bisher nicht beachtet (vgl. Bild 3.9). Bei der Entladung nach dem Generationenmechanismus kann bereits eine geringe Photoemission stattfinden, welche jedoch nicht als maßgebend für die Entladungsbildung in diesem Prozess anzusehen ist [Gän53]. Diese kann aufgrund der Abmessungen und der dominanten Ionenrückwirkung in Mikrohöhlräumen daher vernachlässigt werden. Für eine vollständige Neubildung der Entladung ist unter bestimmten Randbedingungen (lasergezündete Vorentladungen) die Photoionisation hingegen laut Gaxiola [Gax99] wichtig. Die Vernachlässigung der Photonen kann jedoch unter den passenden Einschränkungen als hinreichendes Kriterium für die Beurteilung von Mikroplasmaentladungsphänomenen betrachtet werden (vgl. [Mor93], [Bec05]). Die durch die Stöße erzeug-

ten positiven Ionen bewegen sich durch die Driftbewegung hingegen auf die Kathode zu. Sie sind jedoch mit einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von  $v_{di} \sim 0,1 \text{ cm}/\mu\text{s}$  (siehe oben und vgl. [Gän53]) wesentlich langsamer, da sie eine geringere Beweglichkeit besitzen [Kin85].

Beim Auftreffen der positiven Ionen auf die Oberfläche wird das positive Ion neutralisiert. Es kann hierbei ein weiteres Elektron freigesetzt werden (vgl. [Bey86], [Gän53]). Hierzu muss die Summe aus Ionisationsenergie  $W_I$  und kinetischer Energie  $W_{kin}$  mindestens doppelt so groß wie die Austrittsarbeit  $W_a$  gemäß Gleichung (2.7) sein [Bey86]:

$$W_{kin} + W_I \geq 2 \cdot W_a \quad (2.7)$$

Dieser Vorgang der Elektronenemission aus der Oberfläche wird als Sekundärelektronenemission (SEE) bezeichnet und ist das Verhältnis auftreffender Ionen zu emittierten Sekundärelektronen (z. B. [Phe99], [Shr89], [Zal85]). Der SEE-Koeffizient der plasmatechnischen Beschreibung ähnelt somit dem Rückwirkungskoeffizienten  $\gamma$  nach Townsend als ingenieurwissenschaftliche Größe, jedoch mit etwas anderen Anwendungsbereichen. Der Wert der SEE hängt in großem Maße von der Gasart, dem Oberflächenmaterial und der Oberflächenbeschaffenheit sowie weiteren Faktoren ab (z. B. [Ren95], [Gän53], [Miy06]). So werden beispielsweise von Gänger [Gän53] Werte von ca. 0,1 bis 0,3 bei Stickstoff und einer Nickelelektrode angegeben. Der Transfer auf eine Isolierstoffoberfläche ist jedoch anwendbar, da Nickel eine ähnliche Austrittsarbeit ( $W_{a,Nickel} \sim 3,7 - 5 \text{ eV}$  [Bey86]) wie übliche Isolierstoffe ( $W_{a,Isol} \sim 4 - 5 \text{ eV}$  [Lut11], [Dav69]) besitzt. Von Gibalov und Pietsch [Gib12] werden ebenfalls Werte des SEE in der Größenordnung 0,1 bis 0,3 gewählt.

Das sekundäre Elektron kann nun wiederum eine sekundäre Elektronenlawine starten. Der weitere Prozess leitet sich nun daraus ab, wie die Zahl der Sekundärelektronen bezogen auf die Primärelektronen ist. Hierzu kann Gleichung (2.8) herangezogen werden [Sch68]:



$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) > 1 \quad (2.8)$$

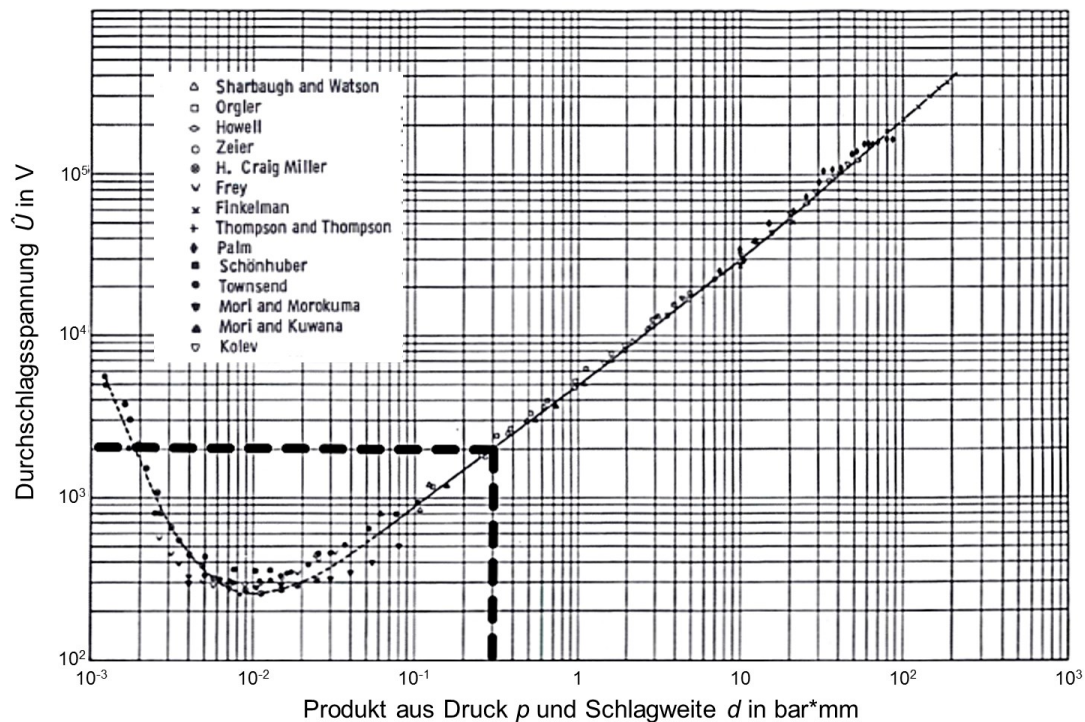
Die Beurteilung erfolgt über die auf der Strecke  $d$  über den Ionisierungskoeffizienten  $\alpha$  erzeugten Elektronen abzüglich des Initiierungselektrons und des Rückwirkungskoeffizienten  $\gamma$ . Wenn Gleichung (2.8) zutrifft, folgen in erster Näherung immer weitere Lawinen [Sch68]. Die folgenden sekundären Lawinen führen schließlich zu der Bildung einer durchgehenden Entladungsstrecke und somit zu einer Entladung innerhalb der Gasstrecke.

Zur Beschreibung des Entladungsvorganges nach diesem Mechanismus wird das Townsend-Kriterium herangezogen. Aus Gleichung (2.5) folgt nun die Gleichung (2.9) [Kin85]:

$$\ln(n_e) = \int_0^{x_1} \alpha \, dx \geq k \quad (2.9)$$

Bei einem  $k$ -Wert von 2,5 bis 18 wird, laut Kind [Kin85], das Townsend-Kriterium erfüllt und gemäß dem Generationendurchschlag können Entladungen stattfinden. Dies entspricht einer Elektronenanzahl von bis zu ca.  $7 \cdot 10^7$  Teilchen. Hierbei gibt es jedoch einen großen Übergangsbereich (ab ca.  $k > 14$ ) zur Beschreibung der Vorgänge mit dem Generationen- bzw. Kanalmechanismus (vgl. Kapitel 2.2.3). Laut Küchler [Küc09] gilt für den Townsend-Mechanismus in Luft eine Obergrenze für  $k = 20$ . Hierdurch ergibt sich eine Gültigkeit im Bereich geringer Schlagweiten bzw. geringer Drücke [Küc09].

Verschiedene Faktoren beeinflussen den Vorgang der Entladungsbildung nach dem Townsend-Mechanismus. Hierzu gehören beispielsweise die Dichte- und Schlagweitenabhängigkeit der Zündspannung, wie aus Experimenten von Friedrich Paschen (u. a. [Pas89]) gefolgert wurde. So gibt es gasartbezogene Paschen-Kurven, in denen der charakteristische Verlauf und die passenden Werte abgelesen werden können [Küc09]. In Bild 2.7 wird die Paschen-Kurve gemäß Dakin [Dak74] für Stickstoff betrachtet.



**Bild 2.7 Paschen-Kurve für Stickstoff bei 25 °C mit eingezeichnetem Bereich für die in dieser Arbeit betrachteten Mikroplasma (nach [Dak74])**

Das Minimum der Paschen-Kurve liegt für Stickstoff bei  $0,0086 \text{ bar} \cdot \text{mm}$  und ca.  $240 \text{ V}$  [Bey86]. Bei den in dieser Arbeit betrachteten Schlagweiten und Drücken befindet sich die Durchschlagsspannung mit  $pd \sim 0,3 \text{ bar} \cdot \text{mm}$  gemäß Bild 2.7 bei einem Wert von etwas über  $2 \text{ kV}$  und somit  $E > 6,7 \text{ kV/mm}$  für den Bereich des Mikrohohlraums. Laut Becker [Bec05] ist der Townsend-Mechanismus die maßgebliche Beschreibung von Durchschlägen bis  $pd = 13 \text{ bar} \cdot \text{mm}$ . Die Paschen-Kurve unterscheidet jedoch nicht die Werte Schlagweite  $d$  und Druck  $p$ , sondern beschreibt lediglich die elektrische Festigkeit bezogen auf das Produkt  $pd$ . Hierdurch wird z. B. der Einfluss der Startelektronenverfügbarkeit nicht berücksichtigt. Dieser kann jedoch bei kleinen Hohlräumen sehr wichtig sein und eine Zündverzugszeit erzeugen (vgl. Bild 2.5). Ansätze, die hierdurch entstehende Streuung zu reduzieren, sind z. B. Generierung von Startelektronen durch Röntgenstrahlung (z. B. [Adi14], [Adi13]).

### 2.2.3 Streamer-Entladung

Bei der Streamer-Entladung handelt es sich um eine Kanalentladung. Es kommt hier ein weiterer Effekt zu der Townsend-Entladung hinzu. Sobald die primäre Lawine auf eine hohe Anzahl an Ladungsträgern anwächst ( $10^6$  bis  $10^8$ ), wird das elektrische Feld durch diese maßgeblich verzerrt (z. B. [Rae64], [Küc09]). Der Entladungsmechanismus verändert sich und die Entladungen laufen schneller ab, als dies nach dem Townsend-Mechanismus über die Ionenrückwirkung erklärbar wäre. Die Bezeichnung Streamer-Entladung bei Teilentladungen (TE) ist laut Bartnikas [Bar02] unpassend, da TE nur ein Streamer-ähnliches und nicht gleiches Verhalten aufweisen.

Bei einer Streamer-Entladung ist jedoch der Einfluss der Grenzflächen an der Elektrode von entscheidender Bedeutung. Hierdurch wird das gesamte Entladungsverhalten und Erscheinungsbild verändert (vgl. [Gib12]). Da in dieser Arbeit jedoch ausschließlich dielektrische Grenzflächen als äußere Randbedingungen für das Gasvolumen betrachtet werden, wird im Folgenden auch ausschließlich dieser Entladungsvorgang näher betrachtet.

Die im Folgenden kurz erwähnte reduzierte elektrische Feldstärke (mit der Einheit Townsend,  $1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ Vm}^2$ ) als Quotient aus elektrischer Feldstärke und Teilchendichte  $E/n$  wird in der Literatur (z. B. [Gib12]) zur Beschreibung von Plasmavorgängen oft verwendet, eignet sich jedoch laut z. B. McAllister [McA91] weniger für elektrische Isoliersysteme.

Der Prozess der Streamer-Entladung ist sehr komplex und wird in der Literatur selten ausführlich behandelt. Zudem werden viele Begriffe in der Literatur synonym verwendet, was eine eindeutige Beschreibung über die Begrifflichkeiten erschwert.

Als ein Beispiel für eine Streamer-Entladung in Luft wird im Folgenden bei einer Schlagweite  $d = 4 \text{ mm}$  und Einsetzbedingung der Entladungsprozess (u. a. gemäß [Gib12]) betrachtet:

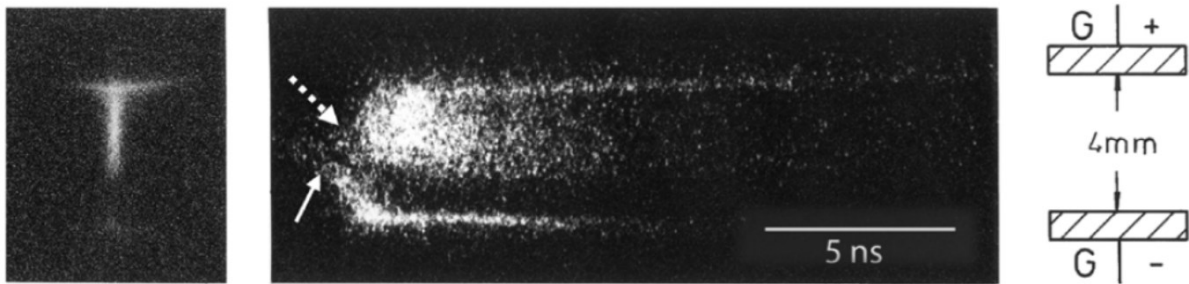
In der Startphase ähnelt der Streamer-Prozess der Entladungsbildung gemäß dem Townsend-Mechanismus. Ein vorhandenes Startelektron erzeugt hier ebenfalls

eine Primärlawine. Diese generiert laut Gibalov [Gib12] nur eine verhältnismäßig geringe Feldverzerrung. Hier wird das Entladungsverhalten maßgeblich durch das von außen anliegende Führungsfeld (über das anliegende Potential) bestimmt. Zudem finden hier noch keine deutlichen Leuchterscheinungen statt [Gän53]. Sobald mehrere Lawinen auftreten und in Richtung Anode laufen, entsteht eine größere Feldverzerrung. Die Superposition der elektrischen Feldstärken (Führungsfeld und durch Ladungstrennung erzeugte Feldstärke) führt im Lawinenkopf zu einem lokal höheren Feld (vgl. Bild 3.9) und somit prinzipiell zu einer Erhöhung der Stoßionisationsvorgänge und auch der Photoemission [Küc09]. Sobald die Feldverzerrung die Kathode erreicht, wird diese wichtig für die weitere Entladungsentwicklung. Im Folgenden entstehen verstärkt Sekundärelektronen durch z. B. Photoionisation im Gebiet zwischen den Elektroden. Dies führt wiederum zu einer stärkeren Verzerrung des elektrischen Feldes und insbesondere zu einer Feldstärkereduzierung aufgrund der Ladungsträgeranzahl zwischen der Anode und der Lawine. Diese Verzerrung erzeugt den kathodengerichteten Streamer (mit ca. 100 Td). Der kathodengerichtete Streamer leuchtet z. B. bei Stickstoff bläulich und ist namensgebend für diesen Entladungsmechanismus [Gän53]. Es bildet sich nun ein dunkler Bereich hinter dem Streamerkopf, was auf eine sehr geringe elektrische Feldstärke hindeutet [Gib12]. Bei kleinen Abmessungen entstehen gegebenenfalls mehrere Lawinen über Ionenrückwirkung, bevor der Umschlag des Mechanismus (eventuell sogar erst knapp vor der Anode) erfolgt [Gän53]. Durch mehr erzeugte Ladungsträger erfolgt die Bewegung der Lawine in Richtung Kathode und weitere kathodengerichtete Streamer entstehen. Der sich hierdurch bildende Kathodenfall besitzt eine typische Stromdichte von  $200 \text{ A/cm}^2$  [Gib12] und die Entladung breitet sich weiter auf der Kathode aus. Der anodengerichtete Streamer (mit ca. 150 Td) erscheint zeitlich kurz nach dem kathodengerichteten und breitet sich auf der anodenseitigen dielektrischen Barrierenoberfläche aus [Gib12]. Im Falle des anodengerichteten Streamers ist die Photoemission jedoch von untergeordneter Bedeutung für das Auftreten, da die Ionisierung im Weg ohnehin zur Vergrößerung der Lawine beitragen würde [Gib12]. Hier ist nun der Entladungskanal vollständig ausgebildet. Dieser Mikroentladungskanal besitzt typischerweise Feldschwächungen im Bereich von ca. 100 Td und Teilchendichten im Bereich von  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  bis  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  [Gib12]. Im folgenden Entladungsende verhindert die Feldstärkereduzierung im Hohlraum die Neubildung weiterer Ladungsträger. Die maximale Breite des Mikroentladungskanals im räumlich unbegrenzten Fall stellt sich propor-

tional zu der Wurzel der Permittivität des angrenzenden Dielektrikums ein (laut [Gib12] z. B. 0,3 mm Durchmesser bei  $\epsilon_r \sim 5$ ). Weitere typische Werte für das Kathodenfallgebiet sind Stromdichten von ca.  $250 \text{ A/cm}^2$  bei Feldschwächungen bis 1300 Td und einer Dicke von ca.  $20 \text{ }\mu\text{m}$  [Gib12]. Das Anodenfallgebiet breitet sich ebenfalls weiter im räumlich unbegrenzten Fall bis zu 1 mm aus und wird somit größer als der Entladungskanal und das Kathodenfallgebiet. Die sich hierbei angesammelte Ladungsdichte auf der Anode beläuft sich auf etwa  $20 \text{ nC/cm}^2$  [Gib12]. Sobald diese Grenzen erreicht sind, endet die Entladung, maßgeblich bedingt durch die reduzierte Ionenbewegung. Es können erst weitere Entladungen entstehen, wenn eine Erhöhung der Spannung oder ein Polaritätswechsel stattfindet. Dieses Phänomen soll laut Gibalov [Gib12] zu der Verhinderung von Entladungen in den benachbarten Gebieten bzw. Hohlräumen führen, wobei der Effekt sich jedoch mit der Entfernung zueinander sehr stark reduziert. Dieses Verhalten der Entladung ist eine der Erklärungen für die Filamentbildung bei mehreren Entladungen nebeneinander.

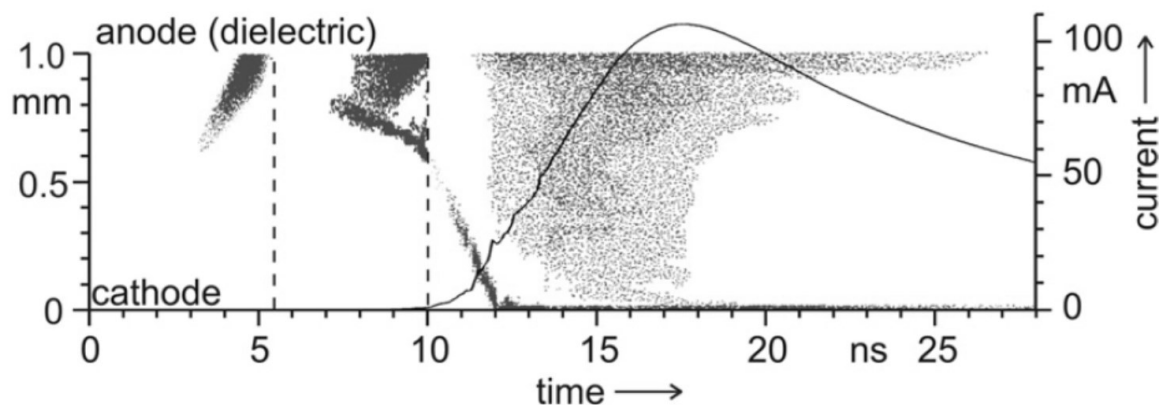
Zur Erklärung des Streamer- bzw. Kanal-Mechanismus sind die anodengerichteten Streamer nicht notwendig, sondern laut Gänger [Gän53] ist das stückweise Vorwachsen der Entladung bzw. Leuchterscheinung in Richtung Kathode hierzu hinreichend. Dies kann laut Gänger [Gän53] sogar mit  $120 \text{ cm}/\mu\text{s}$  geschehen. Der Streamer-Mechanismus führt so zu einem schnelleren Entladungsvorgang als der Townsend-Mechanismus. Der gesamte Entladungsvorgang findet laut Gibalov [Gib12] bei einem Hohlraum im Bereich von 4 mm innerhalb weniger Nanosekunden ( $t = 8 \text{ ns}$ ) statt (also mit ca.  $50 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ). Laut Küchler [Küc09] und Beyer [Bey86] kann sich ein Entladungskanal mit  $10 \text{ cm}/\mu\text{s}$  bis  $100 \text{ cm}/\mu\text{s}$  ausbilden. Nach Kind [Kin85] kann das Vorwachsen des Entladungskanals sogar nahe der Lichtgeschwindigkeit mit  $100 - 1000 \text{ cm}/\mu\text{s}$  geschehen.

Die exemplarische Ausbildung eines Streamers unter Atmosphärendruckbedingungen in Luft bei einer Schlagweite von  $d = 4 \text{ mm}$  und einer dielektrischen Barrierenanordnung (DBD, vgl. Kapitel 2.2.4) nach Gibalov [Gib12] kann in Bild 2.8 gesehen werden.



**Bild 2.8 Foto (links) sowie Streak-Aufnahme (Mitte) einer Streamer-Ausbildung mit zugehöriger DBD-Elektrodenanordnung (rechts) (nach [Gib12])**

In Bild 2.8 (Mitte) ist eine Streak- bzw. Schmierbildaufnahme einer Streamer-Ausbildung dargestellt. Hierbei kann über den zeitlichen Verlauf zuerst der kathodengerichtete (durchgezogener Pfeil) und anschließend der anodengerichtete Streamer (gestrichelter Pfeil) beobachtet werden. Auf dem Foto links kann hierzu der leuchtstarke anodengerichtete sowie der leuchtschwächere kathodengerichtete Streamer gesehen werden. Ebenfalls ist der Anodenfall bezüglich der Lichtemission wesentlich ausgeprägter als der Kathodenfall. Es ist jedoch zu beachten, dass Lichtemission und elektrische Feldstärke unterschiedlich stark ausgeprägt sein können (vgl. [Gän53] und [Gib12]). Das folgende Bild 2.9 zeigt hingegen hierzu eine simulierte Streak-Aufnahme einer DBD-Mikroentladung in Luft bei Atmosphärendruck bei einer Schlagweite von  $d = 1 \text{ mm}$  von Gibalov [Gib12].



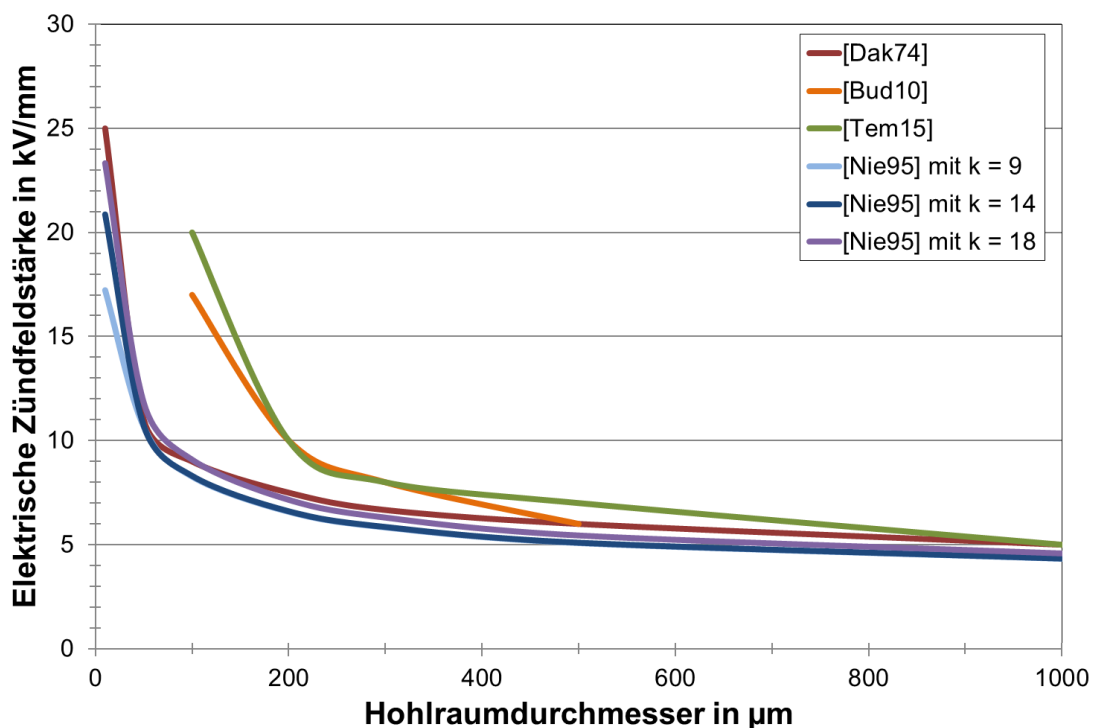
**Bild 2.9 Simulierte Streak-Aufnahme der Lichtemission bei einer Mikroentladung mit abgeschwächter Intensität bei  $t = 5,5$  ns und  $t = 10$  ns [Gib12]**

Hier kann zuerst eine anodengerichtete sehr schwache Lawine (ca.  $t = 3 - 5$  ns), gefolgt von einer weiteren etwas stärkeren anodengerichteten Lawine (ca.  $t = 7 - 10$  ns) gesehen werden. Sobald ausreichend Ladungsträger vorhanden sind (hier ca.  $t = 10$  ns), beginnt die oben (vgl. Bild 2.8) beschriebene Streamer-Ausbildung über einen kathodengerichteten und anschließend anodengerichteten Streamer.

Zur weiteren Charakterisierung einer Streamer-Entladung kann das Streamer-Kriterium dienen. Dieses wird äquivalent zum Townsend-Kriterium gemäß Gleichung (2.9) formuliert. Hierbei wird jedoch ein erhöhter  $k$ -Wert nötig, um eine ausreichend hohe Elektronendichte zu erhalten. Diese ist üblicherweise erst in der Lage, das elektrische Feld hinreichend zu verzerren. So geht die gemeinhin übliche Modellierung einer Entladung nach dem Streamer-Mechanismus von  $k$ -Werten im Bereich  $k = 14$  bis  $k = 18$  aus Küchler [Küc09]. Laut Hess [Hes76] befindet sich der Übergangsbereich zwischen Entladungen nach dem Streamer- und dem Townsend-Mechanismus bei  $10^8$  Teilchen (und somit  $k = 18,4$ ). Bei Pedersen [Ped84] wird hingegen der  $k$ -Wert für den Streamer-Einsatz bei Schwefelhexafluorid ( $\text{SF}_6$ ) in einer inhomogenen Anordnung gemäß Gleichung (2.9) mit dem effektiven Ionisierungskoeffizienten  $\alpha^*$  berechnet [Ped84].

Die Zündbedingungen für kleine kugelförmige Hohlräume können, erweitert zu den Betrachtungen gemäß Paschen (vgl. Bild 2.7), ebenfalls über das Streamer-Kriterium

abgeschätzt werden. Hierzu wird über die Hohlraumabmessungen die nötige elektrische Feldstärke betrachtet, bei der die Lawine das Streamer-Kriterium erreicht. Je nach den gewählten Randbedingungen und Parametern ergeben sich so bei verschiedenen Autoren unterschiedliche Zündbedingungen. In Bild 2.10 sind neben den Werten von Dakin [Dak74] gemäß der Paschen-Kurve auch die Betrachtungen gemäß Streamer-Kriterium von Temmen [Tem15] und Budde [Bud10] mit anderen Näherungsformeln für die Materialkoeffizienten (z. B. Gaskoeffizienten) dargestellt. Die Kurven gemäß Niemeyer [Nie95] sind hingegen mit verschiedenen  $k$ -Faktoren für das Streamer-Kriterium berechnet.



**Bild 2.10 Elektrische Zündfeldstärken in einem kleinen kugelförmigen Hohlraum (gefüllt mit Luft bei Atmosphärendruck) mit Abschätzungen gemäß diverser Autoren**

Die hier durchgeführten Betrachtungen ermöglichen somit eine Abschätzung der Zündfeldstärken in den Mikrohohlräumen. Insbesondere im Bereich kleiner Hohlräume weichen diese Werte von der Paschen-Kurve ab.



## 2.2.4 Ladungsträger im Plasma

Teilentladungen sind teilweise Durchschläge und führen somit lokal zur Ladungsträgertrennung gemäß den Mechanismen aus den vorigen Kapiteln. Diese Bereiche können als Plasmen bezeichnet werden. Plasmen sind ionisierte, quasineutrale Gase [Mes10]. Sie können wiederum in ein Elektronengas, ein Ionengas und ein Neutralgas unterteilt werden. Diese verschiedenen Gase können im thermodynamischen Gleichgewicht zueinander stehen. Sobald dies der Fall ist, liegt ein Gleichgewichtsplasma vor, welches auch als heißes Plasma bezeichnet wird. Wenn sich jedoch das thermodynamische Gleichgewicht nicht einstellt, werden diese Plasmen als Nichtgleichgewichtsplasmen oder kalte Plasmen bezeichnet, da das Elektronengas eine wesentlich höhere Energie als das Restgas hat (z. B. [Bec05], [Gib12]). Ob sich ein heißes oder ein kaltes Plasma einstellt, hängt von vielen Parametern wie Temperatur, Druck und Strom/Spannung (Amplitude, Frequenz) ab und soll hier nicht näher betrachtet werden (vgl. [Bec05]). Die in dieser Arbeit untersuchten Teilentladungen sind dem Bereich der kalten bzw. Nichtgleichgewichtsplasmen zuzuordnen. Hierbei besitzen die Elektronen eine wesentlich höhere Energie als die Neutralteilchen und Ionen. Die Gasentladungsprozesse bilden sich bei relativ hohen lokalen elektrischen Feldstärken mit einer Strombegrenzung bei Normalbedingungen (Atmosphärendruck und nahe Raumtemperatur) aus. Die Strombegrenzung wird durch eine dielektrische Barriere um den Gasraum realisiert und die Entladung entspricht somit einer dielektrischen Barrierenentladung (Dielectric Barrier Discharge, DBD). Aufgrund der engen räumlichen Beschränkung der Entladungen kann aus plasmatechnischer Sicht zudem der Begriff Mikroplasma genutzt werden [Bec05].

Die Berechnung des elektrischen Feldes für die plasmatechnischen Beschreibungen kann allgemein über die Poisson-Gleichung (2.10) erfolgen [Mes10]. Hierbei wird der Einfluss vorhandener Ladungsträger auf das elektrische Feld berücksichtigt.

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.10)$$

Gemäß der Poisson-Gleichung resultiert die Divergenz des elektrischen Feldes  $E$  aus dem Quotienten der zugehörigen Raumladungsdichte  $\rho$  und der Permittivität  $\varepsilon_0$ .

Im Falle fehlender Raumladungen vereinfacht sich die Poisson-Gleichung zur Laplace-Gleichung:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad (2.11)$$

Aus der fluiddynamischen Betrachtung und den allgemeinen Bewegungsgleichungen kann für Gase die Navier-Stokes-Gleichung hergeleitet werden [Mes10]. Wenn zusätzlich zu der Navier-Stokes-Gleichung die Maxwell-Gleichungen verwendet werden, können Plasmen mittels der Magnetohydrodynamik (MHD) berechnet werden. Hiermit wird ein fluiddynamisches Herangehen an Plasmaprozesse möglich.

Zur teilchenbezogenen Beschreibung der plasmatechnischen Prozesse kann hingegen prinzipiell die Boltzmann-Verteilungsfunktion für ein (dünnes) Gasgemisch gemäß Bild 2.11 verwendet werden [Bir94].

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(n_p f_p)}_{\text{zeitliche Änderung}} + \underbrace{\vec{c}_p \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}}(n_p f_p)}_{\text{räumliche Änderung}} + \underbrace{\vec{F}' \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{c}}(n_p f_p)}_{\text{Geschwindigkeitsänderung}} = \underbrace{\sum_{q=1}^s \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{4\pi} n_p n_q (f_p^* f_{1q}^* - f_p f_{1q}) c_{rpq} \sigma_{pq} d\Omega d\vec{c}_{1q}}_{\text{Kollisionsterm}}$$

**Bild 2.11 Boltzmann-Transportgleichung zur Plasmabeschreibung (nach [Bir94])**

Durch die Boltzmann-Gleichung werden die Bewegungen in einem differentiellen Phasen-Raum-Element  $dcd\vec{r}$  betrachtet. Es werden die zeitlichen, räumlichen und durch Kraftwirkung (u. a. elektrisches Feld) geschwindigkeitsbezogenen Veränderungen der Teilchenanzahl  $n_p f_p$  der jeweiligen molekularen Gasspezies  $p$  betrachtet. Hinzu kommt der Kollisionsterm auf der rechten Seite der Gleichung zwischen den Teilchen mit Index  $p$  und  $q$  [Bir94]. Die partikelbezogenen empirisch ermittelten Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  (vgl. Bild 0.1 bis Bild 0.3 im Appendix) gehen so in den Kollisionsterm mit ein. Hier werden, je nach betrachteten Interaktionen, verschiedene Spezies und Wechselwirkungen berücksichtigt.

In Bild 2.11 erfolgt die Geschwindigkeitsänderung über den massebezogenen Feldterm, welcher sich wiederum über die differentielle Newton-Lorentz-Bewegungsgleichung gemäß Gleichung (2.12) berechnen lässt [Bir91a]:

$$\overrightarrow{F'} = \frac{\vec{F}}{m} = \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{c} \times \vec{B}) \quad (2.12)$$

Gleichung (2.12) besitzt einen magnetischen und einen elektrischen Anteil. Wenn der magnetische Term aufgrund eines fehlenden bzw. sehr geringen magnetischen Feldes wegfällt, kann dieser Anteil vernachlässigt werden. Ein numerischer Lösungsansatz zur Berechnung der Boltzmann-Gleichung in Zusammenhang mit der Newton-Lorentz-Bewegungsgleichung findet sich z. B. bei Birdsall [Bir91a]. Die bisherigen Beschreibungen erfolgen ausschließlich im Gasraum. Für Mikroplasmen ist jedoch der Einfluss der Grenzfläche wichtig. Hier werden Randbedingungen genutzt, welche über eine Absorptionswahrscheinlichkeit bzw. eine Elektronenemission eine Interaktion der Partikel mit der Grenzfläche ermöglichen.

Die Lösung der Boltzmann-Gleichung kann sehr komplex werden und zu einem mehrdimensionalen, analytisch nicht bestimmbar Problem führen [Bir94]. Über rechnergestützte Algorithmen und Vereinfachungen kann jedoch eine gute numerische Plasmabeschreibung erfolgen [Bir91a]. Diese Ansätze können wiederum zur teilchenbezogenen Beschreibung von Gasentladungsprozessen wie Particle-In-Cell Monte Carlo eingesetzt werden (vgl. [Bra92], [Sch12]).



### 3 Teilentladungssimulationen mit PIC-MC

Die Durchführung von Teilentladungssimulationen mittels PIC-MC-Simulationen ist ein neues Anwendungsgebiet zur Beurteilung von Gasentladungsprozessen in energietechnischen Isoliersystemen. Deshalb wird zunächst ein Überblick über verschiedene Plasma-Simulationsmethoden gegeben. Hieraus ergeben sich zur Durchführung von Teilentladungssimulationen durch die PIC-MC(Particle-In-Cell Monte Carlo)-Simulationsmethodik interessante Aspekte. Des Weiteren wird das genutzte Simulationsprogramm vorgestellt, gefolgt von den Simulationsmodellen sowie Verifikationen dieses Verfahrens über Einzelhohlraumbetrachtungen und Parameterstudien.

#### 3.1 Plasma-Simulationsmethoden

Zur numerischen Simulation von Plasmen existieren viele Möglichkeiten. Um eine geeignete Methode auszuwählen, müssen die verschiedenen Randbedingungen klar sein. So spielt beispielsweise die Art des Plasmas eine große Rolle. Thermische Gleichgewichtsplasmen lassen sich z. B. gut mit fluiddynamischen Ansätzen behandeln, bei Nichtgleichgewichtsplasmen (vgl. Kapitel 2.2.4) werden hier jedoch schnell die modelltechnischen Grenzen erreicht (vgl. [Bir94]). Zudem haben alle Methoden ihre jeweiligen spezifischen Vor- und Nachteile (wie Genauigkeit, Rechenaufwand, Geometrierestriktionen) und die jeweiligen Anwendungsfälle und Randbedingungen sind von großer Bedeutung [Kim05]. Im Folgenden werden die wichtigsten Methoden, speziell in Bezug auf die Simulation nichtthermischer Nichtgleichgewichtsplasmen, kurz erläutert (vgl. [Bog02], [Sur91]):

Analytische Modelle sind nur sehr stark vereinfacht und unter eng eingegrenzten Randbedingungen nutzbar. Hierbei werden beispielsweise verschiedene Erhaltungsgleichungen (als Vereinfachungen der Navier-Stokes-Gleichung) analytisch gelöst. Hiermit können z. B. Veränderungen in Ladungsträgerdichteverteilungen berechnet werden. Um lösbar zu bleiben, sind sie relativ einfach und schnell, bieten jedoch dadurch nur schlechte Näherungen und sind aufgrund einiger zu treffender Restriktionen nur jeweils unter speziellen Bedingungen anwendbar (z. B. [Ber96], [Lee97]).

Die Darstellung über Ersatzschaltbilder entspricht keiner typischen Plasmasimulation, da der mikroskopische Plasmaprozess nicht beschrieben werden kann. Hiermit können jedoch von außen elektrisch messbare Größen (Strom- sowie Spannungsverläufe) und somit das prinzipielle Teilentladungsverhalten (Phasenlage, scheinbare Ladung) nachempfunden werden. Die große Schwierigkeit hierbei ist die passende Wahl der Ersatzelemente und deren quantitative Zuordnung (z. B. [Vev63], [Ago93], [Lem12]).

Fluiddynamische Modelle ermöglichen die Simulation über strömungsmechanische Zusammenhänge entweder gemäß der Navier-Stokes-Gleichung oder der Erhaltungsgleichungen als vereinfachte Formen der Boltzmann-Transportgleichung (Bild 2.11, [Bir94]) zusammen mit der Poisson-Gleichung (z. B. [Mes10]). Die Boltzmann-Gleichung wird hier jedoch nur in vereinfachter Form genutzt. Es werden üblicherweise die unterschiedlichen Gastypen (vgl. Kapitel 2.2.4) als im thermodynamischen Gleichgewicht betrachtet und eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung angenommen [Mes10]. Dieses globale fluiddynamische Vorgehen eignet sich nur gut für thermische Plasmen (z. B. [Ri12]). Bei nichtthermischen Plasmen müssen bei den vereinfachten Gleichungen sehr starke Einschränkungen bezüglich der Gleichgewichtsbedingungen getroffen werden, die eine genaue Betrachtung kaum möglich machen (z. B. [Erm08], [Pas93], [Cho07]). Zudem wird für nichtthermische Plasmen die Physik nicht vollständig erfasst [Kor02]. Einfache fluiddynamische Modelle sind zudem recht schnell, können jedoch bei komplizierten Differentialgleichungen ebenfalls sehr rechenintensiv werden.

Kollisions-Strahlungs-Modelle gehören zu den fluiddynamischen Modellen, mit der Erweiterung, zusätzlich angeregte Zustände bei vielen Kollisionen und die daraus resultierende Strahlungsgeneration sowie -rekombination zu betrachten. Gut anwendbar sind diese etwas komplizierteren Modelle jedoch üblicherweise ebenfalls nur für Plasmen im thermodynamischen Gleichgewicht (z. B. [Cli97]).

Nichtgleichgewichts-Boltzmann-Modelle nutzen die vollständige und keine stark vereinfachte Form der Boltzmann-Gleichung und werden dadurch sehr komplex. Dies macht Modelle, welche über eine eindimensionale Linie hinausgehen, sehr schwierig (z. B. [Bel10]).

Reine Monte-Carlo-Modelle sind mathematisch relativ einfach und auch für Nichtgleichgewichtsbedingungen geeignet. Sie basieren auf dem Prinzip von wiederholten Stichproben zur Darstellung von Korrelationen. Hierbei wird eine Verteilungsfunktion aus Eingangsparametern errechnet, welche ebenfalls eigene Verteilungsfunktionen besitzen [Wie10]. Die Monte-Carlo-Modelle sind jedoch sehr langsam aufgrund der hohen Anzahl an Rechenschritten und ermöglichen keine selbstkonsistente Berechnung des elektrischen Feldes, welches stattdessen von außen eingeprägt werden muss (z. B. [Kus86]).

Der Ansatz über Particle-In-Cell-Monte-Carlo-Modelle (PIC-MC) ermöglicht für Nichtgleichgewichtsplasmen gute Nachbildungen. Ein großer Vorteil der PIC-MC-Simulationen besteht darin, auch Nichtgleichgewichtsbedingungen berechnen zu können. Dies ist insbesondere dann wichtig, wenn mehr Energie durch das elektrische Feld zugeführt wird als Energieverluste der Teilchen durch Kollisionen entstehen [Bog02]. Bei PIC-MC werden Einzelteilchenbewegungen und Stöße betrachtet [Sch12]. Dies wird nun mit dem Monte-Carlo-Ansatz kombiniert. So können hier anhand der Teilchen die elektrischen Felder berechnet werden und selbstkonsistente Simulationen sind möglich (z. B. [Sur91]). Die Lösung der Boltzmann-Gleichung (Bild 2.11) erfolgt beispielsweise über einen statistischen Ansatz, wie von Bird [Bir94] beschrieben. Zur Berechnung der Transportgleichung der neutralen und geladenen Teilchen kann ein Algorithmus genutzt werden, welcher ausführlich von Birdsall [Bir91a] dargestellt wird. Die Kinetik kann über das Integral der Makroteilchen nachgebildet werden. Der große Nachteil von PIC-MC-Modellen besteht in dem rechnerischen Aufwand aufgrund der großen Anzahl an Rechenoperationen und dadurch sehr langer Zeitdauer der Berechnungen bei ausreichender Genauigkeit in Bezug auf örtliche und zeitliche Auflösung. Der Rechenaufwand steigt mit der Zunahme der Teilchenanzahl sehr stark an. Dies lässt sich wiederum über die Knudsen-Zahl ausdrücken (siehe Gleichung (2.4), [Bir94]). Eine nähere Beschreibung der PIC-MC-Methodik, besonders in Bezugnahme auf das in dieser Arbeit genutzte Simulationsprogramm, kann im folgenden Kapitel (siehe Kapitel 3.2) gefunden werden.

Prinzipiell werden bei dem Particle-In-Cell-Verfahren Realteilchen zu repräsentativen Makroteilchen mit ähnlichen Eigenschaften (wie Teilchenart und Geschwindigkeitsvektor) zusammengefasst. Der Skalierungsfaktor für die Zusammenfassung ist dem-

entsprechend so zu bestimmen, dass eine ausreichend genaue Beschreibung für den jeweiligen Anwendungsfall je nach zu untersuchenden Kriterien möglich ist. Diese wird durch einen zu hohen Faktor reduziert, da dann zu viele Teilchen mit zu unterschiedlichen Eigenschaften zu einem Makroteilchen vereint werden. Die Rechenzeit wird dadurch reduziert. So ist eine optimale Anpassung über einen Kompromiss aus Rechenzeit und Genauigkeit notwendig. Es ist daher sinnvoll, unterschiedliche Skalierungsfaktoren für unterschiedliche Teilchentypen zu wählen. So werden z. B. bei Neutralteilchen wesentlich größere und bei geladenen Teilchen kleinere Faktoren gewählt, da den geladenen Teilchen im Falle von Mikroplasmen die entscheidende Bedeutung zufällt (vgl. Kapitel 3.3.1). Ein weiterer Punkt, der beachtet werden muss, ist die ausreichend hohe Teilchenzahl pro Simulationszelle, um die verschiedenen Partikelinteraktionen zu ermöglichen. Als guter Wert hat sich hier eine Zahl von mindestens 10 bis 25 Teilchen je Zelle gezeigt.

Der in dieser Arbeit genutzte Monte-Carlo-Ansatz lässt sich nicht direkt mit dem sonst üblichen Monte-Carlo-Verfahren vergleichen, bei dem eine Simulation durchgeführt und über Zufallszahlen, z. B. die Variation eines Parameters bzw. einer Randbedingung, wiederholt wird (vgl. z. B. [Wie10]). Im Folgenden wird auf den in dieser Arbeit betrachteten Monte-Carlo-Ansatz näher eingegangen. Der genutzte Ansatz basiert auf einer Entwicklung von Birdsall (u. a. [Bir91]) und wird No-Time-Counter (NTC) genannt. Er weist eine hohe rechentechnische Effizienz mit genauer Berechnung der Kollisionen auf (vgl. [Bir94]). Dieser Ansatz wird grundlegend von Bird [Bir94] betrachtet und findet erweitert bei Pflug [Pfl07] Anwendung. Zu Beginn der Simulation muss eine Unterteilung des Simulationsvolumens in einzelne Zellen erfolgen. Innerhalb eines Simulationszeitschrittes  $\delta t$  werden die Teilchen den Zellen zugeordnet. Zur adäquaten Approximation muss sichergestellt werden, dass die Bewegung eines Teilchens innerhalb  $\delta t$  kleiner der mittleren, freien Weglänge  $\lambda$  liegt und somit zudem ein Teilchen nicht mehrere Zellen innerhalb eines Simulationszeitschritts durchquert. Hierzu muss  $\delta t \cdot v > \lambda$  gelten. Es werden nun alle Teilchen innerhalb der jeweiligen Zelle als benachbart angesehen. Benachbarte Teilchen können miteinander interagieren. Folglich ist die Bestimmung der Zellgröße von großer Wichtigkeit. Für alle Teilchen und deren Energie wird innerhalb der Zelle das Maximum des Produktes aus Wirkungsquerschnitt  $\sigma_i$  und Teilchengeschwindigkeit  $v_i$  gemäß Bild 0.1 bis Bild 0.3 im Appendix ermittelt. Aus diesem Produkt wird zusammen



mit der Zeitschrittweite ein Reaktionsvolumen errechnet. Das sich hieraus ergebende Volumen wird in Verhältnis zum Zellvolumen  $V_{Zelle}$  gesetzt und ergibt eine mittlere Kollisionswahrscheinlichkeit der Makroteilchen. Durch eine Multiplikation mit dem Skalierungsfaktor  $n_{skal}$  (von Makro- zu Realteilchen) und dem Quadrat der Makroteilchen innerhalb der Zelle  $N_j$  ergibt sich so im Falle eines homogenen Gases mit nur einer Teilchenart eine mittlere Anzahl an Kollisionen  $p_{Koll}$  gemäß Gleichung (3.1). Im Falle eines Gasgemisches wird die Prozedur komplexer und die Kollisionen werden am effizientesten separat gemäß der beteiligten Spezies behandelt (vgl. [Bir94]).

$$p_{Koll} = N_j^2 \cdot n_{skal} \cdot \frac{\langle \sigma_i \cdot v_i \rangle_{max} \cdot \delta t}{V_{Zelle}} \quad (3.1)$$

Mit dieser Anzahl  $p_{Koll}$  wird wiederum eine statistisch zufällige, aber repräsentative Auswahl der simulierten Kollisionen innerhalb der Zelle getroffen. Die so ausgewählten Kollisionspartner werden über die jeweiligen realen Wirkungsquerschnitte und Geschwindigkeiten der beiden Teilchen  $\sigma_i v_i$  in Relation zu den maximalen Werten  $\langle \sigma_i v_i \rangle_{max}$  betrachtet. So werden in den Simulationszellen die jeweiligen statistisch ausgewählten Teilchenkollisionen berechnet. Durch eine repräsentative Abbildung mit einer begrenzten Anzahl an Makroteilchen ist die Lösung mit einem statistischen Rauschen versehen. Der Rauschanteil wird wiederum minimiert, um wahrscheinliche Verteilungsfunktionen (Teilchendichten, Energie etc.) zu erhalten. Dies geschieht, indem die Eigenschaften der berechneten Teilchen (wie z. B. der Geschwindigkeitsvektor) über mehrere Zeitschritte und Teilchen pro Zelle gemittelt werden. Diese Mittelung der Werte wird schließlich zur Darstellung der Ergebnisse (in einem Ergebnisfile) verwendet (vgl. [Bir94], [Bog02], [Mer11], [Pfl07]).

Die typische Charakteristik von PIC-MC-Simulationen ist das statistische Verhalten der Ergebnisse. So liefert eine mehrfach durchgeführte Simulation mit den gleichen Parametern und Randbedingungen Ergebnisse mit geringen Abweichungen zueinander (vgl. [Bir91]).

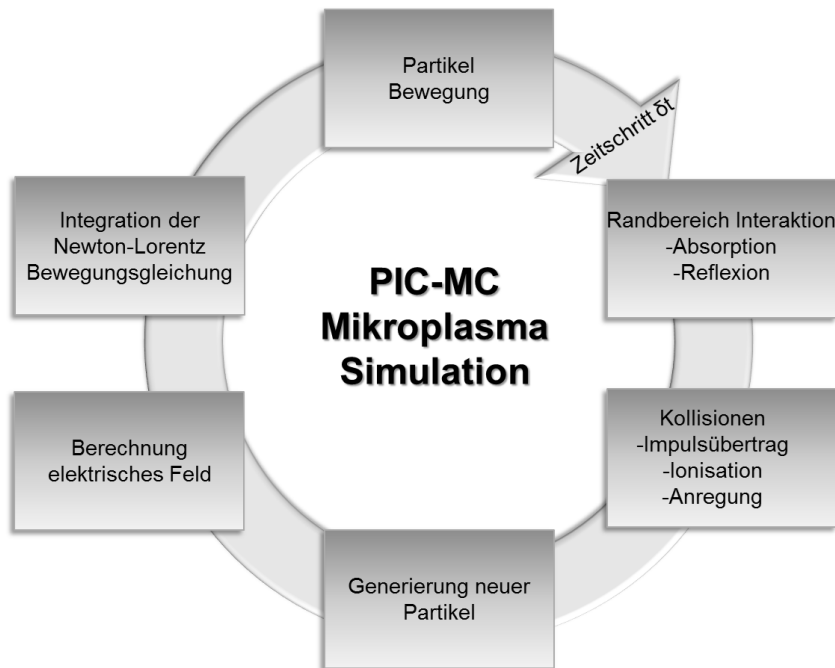
Es gibt noch zahlreiche weitere Simulationsmodelle, welche teilweise auch verschiedene Grundmethoden zu Hybridmodellen verbinden. Diese werden aufgrund der großen Anzahl hier jedoch nicht betrachtet (siehe z. B. [Bog02], [Kus09]).

### 3.2 Simulationsprogramm PIC-MC

Die Simulationen in dieser Arbeit werden mit einer parallel arbeitenden PIC-MC (Particle-In-Cell Monte Carlo)-Simulationssoftware vorgenommen, mit welcher sich dreidimensionale Modelle berechnen lassen. Das Simulationsprogramm wurde vom Fraunhofer-Institut für Schicht- und Oberflächentechnik (IST) ursprünglich für Simulationen von Niederdruckplasmabehandlungen entwickelt [Sch12].

Die bei PIC-MC-Simulationen benötigte hohe Rechenleistung wird über Rechencluster bereitgestellt. Weiterhin besitzt das Simulationsprogramm ein effizientes Parallelisierungsschema. Die rechenleistungsintensiven Komponenten der Gleichungen, und insbesondere der Feldlösungsalgorithmus, sind parallel implementiert. Hierdurch kann die benötigte Rechenleistung auf beliebige vernetzte Rechnersysteme verteilt werden. Die optimale Auslastung der CPU-Ressourcen wird hierbei durch eine Zusammenfassung der Gitterzellen in verschiedene Bereiche durch einen Verteilalgorithmus gewährleistet. Bei großen Variationen der benötigten Rechenleistung helfen ortsvariable Zellauflösungen und Partikelgewichtungen (sogenannte Multiskalenansätze) zur Vergleichmäßigung dieser. Die Multiskalenansätze in Kombination mit der Parallelisierung ermöglichen komplexe Simulationen wie z. B. Gas- und Plasmaprozesse in 3D. Finite-Elemente-Gitter können zur Geometriemodellierung genutzt werden. Diese werden dann auf das regelmäßige Rechengitter im Simulationsraum abgebildet. Hiermit können beliebige Geometriemodelle gebildet werden, welche so adäquat approximiert werden, ohne Aufgabe der Effizienz des gleichmäßigen periodischen Rechengitters. Direkte Gestaltungen der Geometrie (z. B. GMSH, [Geu09]) oder aber Implementierung eines CAD-Modells (STEP oder IGES) sind möglich (vgl. [Sch12], [Hil13]).

Die Methodik der PIC-MC-Software zur Mikroplasmasimulation läuft wie folgt ab: In der Initialisierungsphase, zu Beginn einer Simulation, wird zuerst das Simulationsvolumen in einzelne Zellen unterteilt. Es werden so auf Basis der vorgegebenen Anfangsteilchendichten die Makroteilchen gleichverteilt mithilfe eines Zufallsgenerators in den Simulationszellen erzeugt. Die Berechnung der jeweiligen zufälligen Teilchengeschwindigkeiten (der Makroteilchen) erfolgt gemäß einer Maxwell-Verteilung. Es folgt, nach der Initialisierung, die Hauptprozessschleife, wie in Bild 3.1 schematisch dargestellt (nach [Sch12]) (vgl. [Pfl07], [Bir94]).



**Bild 3.1 Schematische Methodik der Hauptprozessschleife bei Mikroplasma-Simulationen mit PIC-MC ohne Unterschleifen (nach [Sch12])**

Im Folgenden wird die Hauptprozessschleife gemäß Bild 3.1 innerhalb eines Zeitschrittes näher betrachtet: Hierbei wird jedes Makroteilchen grundsätzlich einzeln behandelt. Zuerst werden alle Partikel innerhalb einer Zelle berechnet, bevor auf die nächste Zelle gewechselt wird. Sobald alle Zellen behandelt wurden, wird der nächste Schritt gemäß Bild 3.1 durchgeführt. Hierbei sind Bewegungen und Kollisionsbehandlung voneinander getrennt und ein Teilchen kann in einem Zeitschritt nur eine der Aktionen durchführen.

Während der Behandlung der **Randbereich-Interaktionen** (vgl. Tabelle 3.2 in Kapitel 3.3) wird die mögliche Absorption der Teilchen an einer Wand berechnet. Hier erfolgt ggfs. eine Anlagerung als Oberflächenladung bzw. die Bestimmung der Generierung eines neuen Partikels (Sekundärelektronenemission), welche zwischengespeichert und in einem späteren Schritt ausgeführt wird. Weiterhin ist eine Reflexion als Bewegung mit gespiegelmtem Raumwinkel bezogen auf den Normalvektor am Auf-

treffpunkt der Wand möglich, welcher ebenfalls für den Prozessschritt der Partikelbewegung zwischengespeichert wird. Ein Übergang von einer Simulationszelle in eine benachbarte Simulationszelle wird zudem zwischengespeichert und im nächsten Zeitschritt weiterverwendet.

Hiernach werden die **Kollisionen** über den Kollisionsterm der Gleichung aus Bild 2.11 sowie gemäß dem Monte-Carlo-Verfahren (vgl. Kapitel 3.1) behandelt. Gemäß dem Verfahren werden alle Teilchen innerhalb einer Simulationszelle als benachbart angesehen und können kollidieren. Dies wird über das mehrstufige Verfahren NTC nachgebildet (vgl. Kapitel 3.1, [Bir94]). Nach der Berechnung der Anzahl an Kollisionen (vgl. Gleichung (3.1)) wird eine zufällige Auswahl dieser getroffen. Bei den Kollisionen kann je nach Teilchenart ein Impulsübertrag, eine Ionisation oder eine Anregung stattfinden (vgl. Tabelle 3.1 in Kapitel 3.3). Ein Impulsübertrag und eine Anregung ändern die raumrichtungsbezogene Geschwindigkeit (und somit Energie) der Kollisionspartner. Eine Ionisation ändert hingegen die Zuordnung der Teilchenart (von  $N_2$  zu  $N_2^+$ ) unter Generierung eines neuen Teilchens ( $e^-$ ).

Die eigentliche **Generierung neuer Partikel** wird jedoch erst im darauffolgenden Prozessschritt durchgeführt. Hierzu werden z. B. Elektronen nahe der Wand (durch Sekundärelektronenemission) oder durch eine entsprechende Kollision (aus dem vorherigen Schritt) generiert. Die neuen Teilchen werden am Ort der Entstehung mit Eigenschaften auf Basis der generierenden Teilchen berechnet (z. B. Geschwindigkeit).

Die **Berechnung des elektrischen Feldes** erfolgt im nächsten Prozessschritt über die Poisson-Gleichung (2.10). Es wird durch Superposition des äußeren elektrischen Feldes mit den summarischen Raumladungen der Teilchen innerhalb der jeweiligen Simulationszelle bestimmt. Hierbei wird ein summarischer Wert für die gesamte Simulationszelle berechnet.

Die Integration der differentiellen **Newton-Lorentz-Bewegungsgleichung** (Gleichung (2.12)) wird mit dem zuvor berechneten elektrischen Feld und einem eventuell vorhandenen äußeren magnetischen Feld lokal durchgeführt.

Im hierauf folgenden Simulationsschritt werden die **Bewegungen** der Teilchen (gemäß des jeweiligen Ortes sowie der Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit des Makroteilchens) durchgeführt. Es werden in diesem Prozessschritt alle Teilchen innerhalb der Simulationszelle einzeln und nacheinander behandelt. Hierbei werden jedoch keine Kollisionen betrachtet (dies erfolgt in einem separaten Schritt, s.o.). Die Teilchen ändern ausschließlich den Ort innerhalb des Simulationsvolumens. Erst in diesem Prozessschritt werden die zuvor bestimmten Bewegungen der vorherigen Schritte (z. B. der Reflexionen) ausgeführt. Nach der Bewegung wird geprüft, ob sich das Teilchen weiterhin innerhalb der Simulationszelle befindet oder eine Interaktion mit einem Randbereich im nächsten Zeitschritt (ggfs. mit zwischengespeicherter Restbewegung) durchgeführt werden muss. Es erfolgt hierauf eine Erhöhung um  $\delta t$  auf den nächsten Zeitschritt.

Das Simulationsprogramm erlaubt die Berechnung von Gas- sowie Plasmaprozessen. Hierbei wirken auf die Teilchen Diffusions- und Driftbewegungen. Weiterhin werden Teilchen-Teilchen- (Impulsübertrag, Ionisation, Anregung) sowie Teilchen-Wand-Interaktionen (Absorption, Reflexion) berücksichtigt (spezielle Interaktionen vgl. Tabelle 3.1 und Tabelle 3.2). Die verschiedenen Teilchen werden als Kugeln angesehen und besitzen dreidimensionale Wirkungsquerschnitte (vgl. Kapitel 2.2.4), daher sind Simulationen in 3D gut möglich. Die Wirkungsquerschnitte sind empirisch ermittelt und in dem Simulationsprogramm PIC-MC in einer Datenbank (über BOL-SIG+) hinterlegt (vgl. Bild 0.1 bis Bild 0.3 im Appendix).

Die Teilchenzustände (z. B. Bewegungsvektor als gerichtete komponentenweise Geschwindigkeiten) der verschiedenen Teilchenarten (positive Ionen  $N_2^+$ , Elektronen  $e^-$  und Neutralteilchen  $N_2$ ) werden in einem Berechnungsnetzwerk in separaten Zeitschritten als Funktion des elektrischen Felds und der Teilcheninteraktion berechnet (vgl. Bild 3.1). Hierzu werden über den jeweiligen Skalierungsfaktor die Makroteilchen in Realteilchen innerhalb einer Simulationszelle umgerechnet. Es erfolgt innerhalb jeder Zelle eine Mittelung der Teilchenzustände. Für den nächsten Rechenschritt behält jedes Makroteilchen seine Eigenschaften trotz der Mittelung der Werte zur Datenausgabe. Die gemittelten Teilchenzustände liefern örtlich und zeitlich makroskopische Zustandsvariablen in dem berechneten Medium als Ausgangsgrößen. Die Beschreibung der Gasentladung erfolgt über die Simulation der Elektronen-, Io-

nen- und Neutralteilchendichten der Plasmaspezies. Hierbei wird unter anderem auch die Veränderung des elektrischen Potentials berechnet. Ebenfalls wird der Potentialgradient in der dielektrischen Barriere betrachtet.

PIC-MC-Simulationen sind üblicherweise für nichtthermische Niederdruck-Plasmaentladungen (mit hohen Knudsen-Zahlen gemäß Gleichung (2.4)) ausgelegt, welche typisch für Strömungsbedingungen bei dünnen Gasen sind (siehe z. B. [Ben10], [Cen03]). Diese Einschränkungen basieren überwiegend auf der Anzahl der Partikel und somit der praktikablen Simulationsdauer. Simulationen von Atmosphärendruckplasmen erhöhen daher den Simulationsaufwand durch die erhöhte Anzahl an zu berechnenden Teilchenbewegungen und -interaktionen. So wird eine sehr lange Rechenzeit bei einer hinreichenden Auflösung durch die großen Partikelzahlen benötigt. Durch die geringen Abmessungen im Bereich von mehreren hundert Mikrometern (und einer dadurch geringen Teilchenanzahl) kann die PIC-MC-Simulation dennoch mit ausreichender Auflösung und akzeptablem Zeitaufwand anwendbar sein.

Zur Überprüfung der Eignung des Simulationsprogramms für Teilentladungssimulationen werden Sensitivitätsanalysen durchgeführt. Ebenfalls wird zur Beurteilung des PIC-MC-Simulationsprogrammes die Reproduzierbarkeit betrachtet. Die Ergebnisse (u. a. Ladungsträgerdichteverteilung und Feldstärkeverteilung nach einer bestimmten Zeit sowie das Auftreten der Primärlawine) werden betrachtet und es wird untersucht, ob diese innerhalb der statistischen Streuungen aufgrund der Simulationethodik liegen. Es werden sowohl die Zeitschritte für die Berechnungen je Simulationsschritt  $\delta t$  (z. B. für die Kollisionen) als auch die Zeitschrittweiten zur Ausgabe der Ergebnisfiles (und somit die zeitliche Mittelung der Ergebnisse gemäß dem Monte-Carlo-Ansatz) überprüft. Zudem werden auch die räumlichen Zellweiten variiert. Die gewählte zeitliche Quantisierung je Simulationsschritt ist zu  $\delta t = 5$  fs gewählt. Die mittlere Stoßzeit der Teilchen aufgrund der Druckbedingungen beträgt jedoch nur  $\delta t' = 3$  fs. Aufgrund dieser gröberen Quantisierung wird zugunsten einer Erhöhung der Simulationsgeschwindigkeit ein vernachlässigbar kleiner Fehler akzeptiert, welcher sich bei Überprüfung als kleiner als die statistischen Schwankungen bei gleichen Randbedingungen und Eingangsparametern aufgrund des Simulationsverfahrens (vgl. Kapitel 3.1) herausstellt.

Die Ergebnisdaten werden mit dem Open Source Tool GMSH [Geu09] über ein Postprocessing ausgewertet. Hiermit können die Ergebnisse in Bildform betrachtet werden. Die Simulationsergebnisse liefern Summationen über den jeweiligen Zeitschritt der Ergebnisfiles. Hierdurch ergibt sich über die Auswertung ein Fehler, welcher sich maximal in der Größe der Zeitschrittweite der Ergebnisfiles befindet. Diese Zeitschrittweite ist in den Simulationen zu 1 ns gewählt, da für die Gasentladungsprozesse sich diese Schrittweite als ausreichend herausstellt. Lediglich für den Verlauf der Primärlawine und die Untersuchung der hierzu gehörigen elektrischen Feldverhältnisse ist es sinnvoll, kleinere Zeitschrittweiten (zur zeitlichen Mittelung) zu betrachten, da ansonsten nur zu grob quantisierte Änderungen zu sehen sind (vgl. Kapitel 3.4).

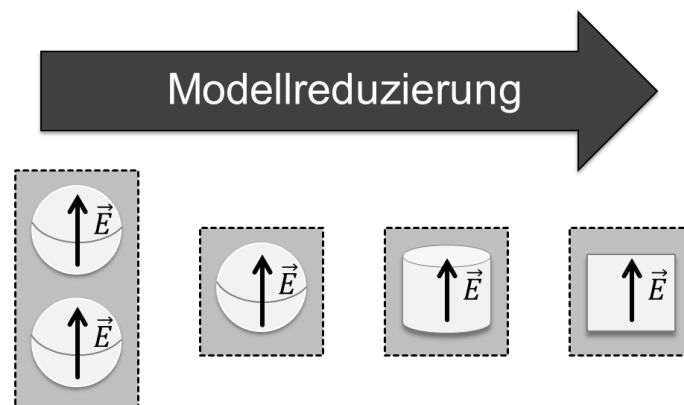
Verschiedene räumliche Zellweiten werden weiterhin untersucht. Hieraus hat sich ergeben, dass nur sehr geringe Unterschiede bestehen im Bereich um die üblicherweise gewählte räumliche Zellvolumenweite  $V_{Zelle}$  von ca.  $4 \mu\text{m}^3$ . Hierbei entsteht lediglich ein kleiner Quantisierungsfehler, welcher wiederum kleiner als die normalen zuvor betrachteten Schwankungen aufgrund der Simulationsmethodik ist (vgl. Kapitel 3.1). Aus der Wahl dieser Zellvolumenweite ergibt sich jedoch eine minimale Auflösung der Teilchenzahlen und -dichten. Diese belaufen sich bei einer Zellvolumenweite  $V_{Zelle} \sim 4 \mu\text{m}^3$  auf ca.  $10^6 \text{ mm}^{-3}$  und liegen weit unter den zu erwartenden Werten.

Durch diese Sensitivitätsbetrachtung erweist sich das Simulationsprogramm als gut anwendbar für die Teilentladungssimulationen unter den betrachteten Randbedingungen. Daher werden im Folgenden die Modelle und weitere Randbedingungen vorgestellt.

### 3.3 Simulationsmodelle und Randbedingungen

Zur Bestimmung der Gasentladungsprozesse in porösen Medien mit Stickstoff ( $N_2$ ) unter Atmosphärendruck werden die in Bild 1.1 vorgestellten Elementarzellen genutzt. Vor der Beschreibung der multiplen Hohlräume muss jedoch zur Validierung zuerst eine Reduzierung des Modells auf einen Einzelhohlraum erfolgen. Zudem wird

die Geometrie weiterhin von einem kugeligen in einen zylindrischen Hohlraum verändert. Dies soll eine Übertragung der Simulationen auf Messungen ermöglichen, da zylindrische Hohlräume sich im Gegensatz zu kugeligen mit den benötigten Spezifikationen und hinreichender Präzision fertigen und zusammensetzen lassen. Die Messungen werden jedoch erst in späteren auf dieser Arbeit aufbauenden Untersuchungen erfolgen. Weiterhin wird eine Reduktion des 3D-Modells auf eine Quasi-2D-Geometrie vollzogen. Eine kurze Betrachtung hierzu findet in Kapitel 3.3.1 statt. In Bild 3.2 kann zu den Vereinfachungen eine Skizze des Modells mit den Schritten der Modellreduzierung gesehen werden.



**Bild 3.2 Reduzierung des Modells von der Elementarzelle zu einem Einzelhohlraum, in zylindrischer und Quasi-2D-Geometrie (v.l.n.r.)**

Zur Betrachtung der Eignung eines Prüflings bzw. Simulationsmodells muss dieses auf bekannte Aspekte zur systematischen Untersuchung reduziert werden. Daher wird im ersten Schritt von einer porösen Anordnung mit zwei Hohlräumen (Elementarzelle) eine Reduzierung auf einen einzelnen Hohlraum vorgenommen. In einer porösen Anordnung sind mit hoher Wahrscheinlichkeit kugelige Hohlräume zu finden. Diese lassen sich jedoch fertigungstechnisch mit geringen Toleranzen schwierig herstellen, wenn weitere Parameter (Druck, Füllgas, Transparenz, optische Untersuchung der Oberfläche) vorauszusetzen sind. Diese Parameter sind jedoch alle für eine messtechnische Erfassung (elektrisch und optisch) wichtig. Daher wird eine Modelländerung auf zylindrische Hohlräume vorgenommen. Dieser zylindrische Hohlraum lässt sich messtechnisch an Prüflingen untersuchen. Zur Simulation wird je-



doch eine weitere Modellreduzierung auf eine Quasi-2D-Geometrie zur Reduzierung der Simulationsdauer vorgenommen und mit dem zylindrischen 3D-Modell verglichen (vgl. Kapitel 3.3.1).

Im Folgenden wird exemplarisch das Einzelhohlraum-Modell mit den Randbedingungen vorgestellt: Die simulierten Partikelinteraktionen finden in einem Gasvolumen sowie an den Grenzflächen von Gas-Wand statt. Als Gasmedium wird reiner Stickstoff bei Atmosphärendruckbedingungen ( $p = 1000 \text{ hPa}$ ) und nahe Raumtemperatur ( $T = 300 \text{ K}$ ) genutzt. Stickstoff – als Hauptbestandteil der Luft – ist das üblicherweise am häufigsten vorkommende Gas. Es wird sowohl direkt als Isolationsmedium in der Freiluftisolation, jedoch auch oft als Prozessgas zur Aufschäumung [Roc13] und Plasmabehandlung [Luc09] verwendet. Zudem sind bei Stickstoff als elektropositivem Gas die Elektronenanlagerungen von untergeordneter Bedeutung, was die Betrachtung des Entladungsprozesses vereinfacht [Gib12]. Es sind so im Gasvolumen ausschließlich reiner Stickstoff ( $N_2$ ) und im späteren Simulationsverlauf positive Stickstoff-Ionen ( $N_2^+$ ) sowie negative Elektronen ( $e^-$ ) vorhanden. Zur besseren Betrachtung werden in dem Modell keine anderen Partikel, wie z. B. Sauerstoff oder Wasser/Feuchtigkeit betrachtet. Dies geschieht deshalb, weil die Vorgänge in reinem Stickstoff aus plasmachemischer Sicht relativ einfach sind, in Kombination mit anderen Partikeln, insbesondere Sauerstoff, jedoch eine schlecht überschaubare Anzahl an weiteren Reaktionen hinzukommt. Die Berücksichtigung solcher Reaktionen würde den Simulationsaufwand sehr stark erhöhen und analytische Abschätzungen erschweren. In Gasen sind immer Ladungsträger durch natürliche Strahlung vorhanden. Um die hieraus resultierenden Auswirkungen nicht zu vernachlässigen, wird von Elektronen- und Ionendichten von jeweils  $10^9 \text{ m}^{-3}$  Teilchen ausgegangen, wie sie unter realen Freiraumbedingungen aufgrund natürlicher Ionisation herrschen [Mes10], [Kin85]. Dies führt aufgrund der geringen Volumina ( $< 0,1 \text{ mm}^3$ ) jedoch nur zu einer vernachlässigbaren Anzahl an geladenen Teilchen von gemittelt unter 0,1 Teilchen im Initialisierungszustand der Simulation. Es können daher gezielt ein oder mehrere Startelektronen eingebracht werden, um den Entladungsvorgang zu starten. Diese Startelektronen sind jedoch ebenfalls Makroteilchen und entsprechen über den jeweiligen Skalierungsfaktor (vgl. Kapitel 3.3.1) umgerechnet mehreren Realteilchen. Die Initialisierung kann an verschiedenen Orten geschehen, um das Entladungsverhalten

zu beeinflussen und so beispielsweise Grenzflächen oder Volumenentladungen gezielt zu betrachten (vgl. Kapitel 3.5 und [Hil13]). Hierdurch besteht folglich die Möglichkeit zur Untersuchung des Einflusses des Startelektrons auf den Entladungsbeginn und somit auch auf die gesamte Entladung. Durch die Initialisierung eines oder mehrerer Startelektronen werden Entladungen auch in anderen Arbeiten gezielt erzeugt (vgl. z. B. [Gib12]).

Zur Abgrenzung des Gasvolumens und damit der Nachbildung innerer Teilentladungen bzw. dielektrischer Barrierenentladungen (Dielectric Barrier Discharges, DBD, vgl. Kapitel 2.2.4) wird eine dünne Isolierstoffbarriere mit einer Permittivität von  $\epsilon_r = 3$  für einen typischen Isolierstoff, jedoch mit unendlich hoher elektrischer Festigkeit genutzt (siehe Kapitel 2.2.2). Dieser Isolierstoff beeinflusst die elektrische Feldverteilung zwar in einem geringen Maße, hat hingegen jedoch eine vernachlässigbare Wirkung auf den eigentlichen Entladungsvorgang. Alle weiteren Isolierstoffbarrieren in den Modellen werden ebenfalls aus diesem Modellmaterial gebildet. Die beiden seitlichen Dielektrika-Randbereiche werden als unendlich ausgedehnt angesehen (vgl. Bild 3.3).

In den Simulationen werden verschiedene Partikel- und Wandinteraktionen betrachtet (siehe Tabelle 3.1 und Tabelle 3.2). Die Kollisionspartner werden gemäß dem Monte-Carlo-Ansatz (vgl. Kapitel 3.1) bestimmt. Je nach Teilchenenergie und Wirkungsquerschnitt (siehe Appendix, Bild 0.1 bis Bild 0.3) können verschiedene Partikel-Partikel-Interaktionen stattfinden (vgl. Tabelle 3.1). Hierbei kann je nach Kollisionspartnern ein Impulsübertrag (mit Veränderung der Richtung und Geschwindigkeit), eine Anregung (Änderung des Partikelzustandes) oder eine Ionisierung (Generierung eines neuen Partikels) stattfinden.

Tabelle 3.1 In den Simulationen betrachtete Partikel-Partikel-Interaktionen

Partikel-Partikel-Interaktionen	
Impulsübertrag	$N_2 + N_2 \rightarrow N_2 + N_2$
Impulsübertrag	$N_2 + N_2^+ \rightarrow N_2 + N_2^+$
Impulsübertrag	$N_2 + e^- \rightarrow N_2 + e^-$
Anregung	$N_2 + e^- \rightarrow N_2^* + e^-$
Ionisation	$N_2 + e^- \rightarrow N_2^+ + 2 e^-$

Bei dem Auftreffen eines Partikels auf eine Wand (Isolierstoffbarriere) treten hingen Partikel-Wand-Interaktionen auf (vgl. Tabelle 3.2). Ein neutrales Stickstoffmolekül  $N_2$  wird so an der Wand reflektiert (mit Veränderung der Richtung). Trifft ein positives Stickstoff-Ion  $N_2^+$  auf die Isolierstoffbarriere, kann eine Reflexion und mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit (über den SEE) eine Elektronenemission aus der Wand erfolgen (Generierung eines neuen Partikels, vgl. Kapitel 2.2.2). Bei dem Auftreffen eines Elektrons auf die Isolierstoffbarriere wird dieses absorbiert (Anlagerung an die Wand) und die Wand erhält an dieser Stelle eine Oberflächenladung.

Tabelle 3.2 In den Simulationen betrachtete Partikel-Wand-Interaktionen

Partikel-Wand-Interaktionen	
Reflexion	$N_2 + \text{Wand} \rightarrow N_2 + \text{Wand}$
Sekundärelektronenemission	$N_2^+ + \text{Wand} \rightarrow N_2 + \gamma e^- + \text{Wand}^{(1+\gamma)+}$
Absorption	$e^- + \text{Wand} \rightarrow \text{Wand}^-$

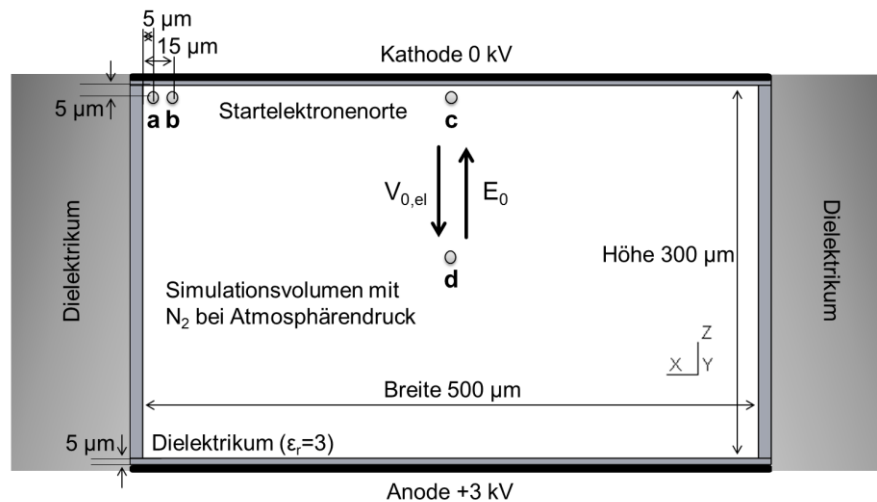
Die elektrische Führungsfeldstärke wird über ein von außen eingeprägtes Potential appliziert. Hierzu werden Potentiale als Dirichlet-Randbedingungen an den äußeren Modellgrenzen eingeprägt. An der oberen Modellgrenze befindet sich das Erdpotential von  $\varphi_0 = 0$  kV als Kathode. An dem unteren Modellende befindet sich hingegen das Hochspannungspotential mit  $\varphi_1 = 3$  kV bei einem Einzelhohlraum (und parallelen Hohlräumen) bzw.  $\varphi_2 = 6$  kV bei zwei Hohlräumen in Feldrichtung seriell hintereinan-

der. Dieses Potential bestimmt folglich die Elektrode als Anode. Die Spannungsamplitude wird so gewählt, da hier die definierten Einsetzbedingungen für die Entladung des Einzelhohlraummodells liegen. Diese Werte werden durch Simulationen mit geringerer ( $U = 2 \text{ kV}$ ) sowie höherer ( $U = 5 \text{ kV}$ ) Spannung bestätigt. Als Kriterium für den Entladungseinsatz und somit die Einsetzspannung wird die Ausbildung einer Sekundärlawine bei kathodennaher Startelektroneninitialisierung innerhalb einer gewissen Zeitspanne gewählt ( $t < 150 \text{ ns}$ ). Zudem entspricht die Wahl der Situation, dass kein Zeitraum entsteht, in dem keine Elektronen mehr im Simulationsvolumen vorhanden sind. Eine Primärlawine läuft jedes Mal ab, da der Effekt der Rekombination der Elektronen im Gas vernachlässigt wird. Die einzige Ausnahme hierzu ist, wenn die Ladungsträger an der Isolierstoffwand absorbiert werden und sich somit nicht vervielfachen können (vgl. Kapitel 3.5 bzw. [Hil13]). Laut der Paschen-Kurve (Bild 2.7) liegt die Durchschlagsspannung bei einer Schlagweite von  $300 \mu\text{m}$  unter Atmosphärendruckbedingungen ( $pd = 0,3 \text{ bar}\cdot\text{mm}$ ) jedoch bereits bei etwas über  $2 \text{ kV}$  (vgl. Kapitel 2.2.2). Über der dielektrischen Barriere fallen zudem zu Beginn der Simulation ungefähr  $100 \text{ V}$  ab. Aufgrund dieses Spannungsabfalls über die Isolierstrecke sowie der quantisierten Betrachtung ( $2 \text{ kV}$ ,  $3 \text{ kV}$ ,  $5 \text{ kV}$ ) ergibt sich daher hier die Einsetzspannung von  $U = 3 \text{ kV}$ . Als Spannungsverlauf wird eine Gleichspannung genutzt. Aufgrund der schnellen Entladungsabläufe im Nanosekundenbereich sind die Ergebnisse auf eine Wechselspannung von  $50 \text{ Hz}$  übertragbar. Die Veränderung der Spannung während einer simulierten Entladung ist vernachlässigbar. Innerhalb einer Entladung (unter  $300 \text{ ns}$ ) ist bei einer Sinusspannung von  $50 \text{ Hz}$  nur eine Spannungsänderung von weniger als  $5 \text{ V}$  (also  $\sim 1 \text{ ‰}$ ) zu beobachten. Aus den getroffenen Voraussetzungen der Spannung resultiert eine (homogene) elektrische Führungsfeldstärke von ca.  $10^{\text{kV}}/\text{mm}$ . So sind selbst bei elektrischen Führungsfeldern in der Frequenz von wenigen Kilohertz die physikalischen Plasmaausbildungsprozesse noch wesentlich schneller als der Polaritätswechsel und so vernachlässigbar [Gib12].

Nach der Vorstellung und Begründung der Randbedingungen werden in den folgenden Unterkapiteln die Geometrien der Hohlräume mit den Parametern dargestellt. Hierzu wird zuerst der Einzelhohlraum als Referenzmodell (Kapitel 3.3.1) sowie die hierauf aufbauenden Mehrfachhohlraumgeometrien dargelegt (Kapitel 3.3.2 und Kapitel 3.3.3).

### 3.3.1 Simulationsmodell: Einzelhohlraum

Der in diesem Kapitel vorgestellte Einzelhohlraum dient als Referenzmodell für die Simulationen der Mikrohohlräume. Es werden Dimensionen und Geometrien gewählt, welche hinreichend für den Anspruch an Mikroplasmen sind, jedoch zudem sowohl in dieser Arbeit simuliert als auch experimentell untersucht werden können. Es werden daher überwiegend Mikromodelle mit 300  $\mu\text{m}$  Höhe und 500  $\mu\text{m}$  Breite betrachtet. Die Untersuchungen erfolgen an Quasi-2D-Modellen. Diese stellen einen unendlich ausgedehnten räumlichen Kanal mit einer Feldrichtung senkrecht zum Kanalverlauf dar. Eine Scheibendicke von 1  $\mu\text{m}$  wird so bei periodischen Randbedingungen genutzt. Teilchen, welche in den Randzellen das Simulationsvolumen verlassen, treten auf der gegenüberliegenden Randzelle wieder in das Volumen ein. Es werden jedoch ebenfalls 3D-Simulationen vorgenommen, um die Zulässigkeit der vereinfachten Quasi-2D-Simulationen festzustellen. Zur Verifizierung der Ergebnisse des Simulationstools und der Untersuchung der Übertragbarkeit werden die Simulationen in Quasi-2D und 3D miteinander verglichen. Hierbei stellt sich eine sehr gute Übertragbarkeit der Beobachtungen in Quasi-2D auf Ergebnisse in 3D dar (vgl. [Hil12] und Bild 0.16 im Appendix). Im Rahmen der Schwankungen der Simulationsmethodik (vgl. Kapitel 3.1) zeigen sich vernachlässigbare Unterschiede zwischen Quasi-2D und 3D bei ansonsten gleichen Parametern. Hierbei werden die Musterbildung, die Einsetzfeldstärke, die Feldstärkeveränderungen sowie die Partikeldichten miteinander verglichen und weisen gleiche Werte im Rahmen der statistischen Streuung der Simulationsmethodik auf. Aufgrund der Beschleunigung in der Rechenzeit, welche eine bekannte Herausforderung bei PIC-MC ist [Bog02], werden daher im Folgenden nur Quasi-2D-Simulationen betrachtet. Weitere Vorteile der Quasi-2D-Simulationen sind eine feinere Zellbreite sowie kleinere Zeitschrittweiten bei gleichbleibendem oder geringer werdendem Rechenaufwand. In Bild 3.3 kann das Einzelhohlraum-Simulationsmodell in Quasi-2D mit den charakterisierenden Größen gesehen werden.



**Bild 3.3 Simulationsmodell des Einzelhohlraums mit charakterisierenden Größen, Randbedingungen und Startelektronenorten (a, b, c, d)**

Das den Hohlraum seitlich begrenzende Dielektrikum wird durch die Randbedingungen als unendlich ausgedehnt betrachtet. Das elektrodennahe Dielektrikum hingegen ist sehr dünn ausgeführt und besitzt im Falle der Einzelhohlräume eine Dicke von nur 5 µm für eine dielektrische Barrierenanordnung. Betrachtungen mit einem dickeren Dielektrikum werden ebenfalls durchgeführt, um einen Effekt der Randbedingung bezüglich der Spiegelladungsberechnung bei naher Elektrode zu betrachten (vgl. Kapitel 3.4 und Appendix, Bild 0.8). Zur Bestimmung des Einflusses der Startelektronenorte werden diese variiert. Untersuchte Startelektronenorte sind in Bild 3.3 mit den Buchstaben a, b, c und d gekennzeichnet. Die Richtung des elektrischen Führungsfeldes ist in Bild 3.3 mit  $E_0$  und die daraus resultierende Bewegungsrichtung der Elektronen durch das Führungsfeld mit  $v_{0,el}$  gekennzeichnet.

Die zur Initialisierung genutzten physikalischen Simulationsparameter können Tabelle 3.3 entnommen werden. Die numerischen Simulationsparameter hierzu sind in Tabelle 3.4 zu finden.

**Tabelle 3.3 Physikalische Simulationsparameter der Einzelhohlräume**

Abmessungen	500x300x1	[ $\mu\text{m}^3$ ]
Dielektrikumdicke an den Elektroden	5, 300	[ $\mu\text{m}$ ]
Potential Anode	2, 3, 5	[kV]
Potential Kathode	0	[kV]
Spezies	$N_2$ , $N_2^+$ , $e^-$	[1]
$N_2$ Druck	1000	[hPa]
$N_2$ Temperatur	300	[K]
$N_2^+$ und $e^-$ Dichte bei Initialisierung	$10^9$	[ $\text{m}^{-3}$ ]
SEE	0,2	[1]

**Tabelle 3.4 Numerische Simulationsparameter der Einzelhohlräume**

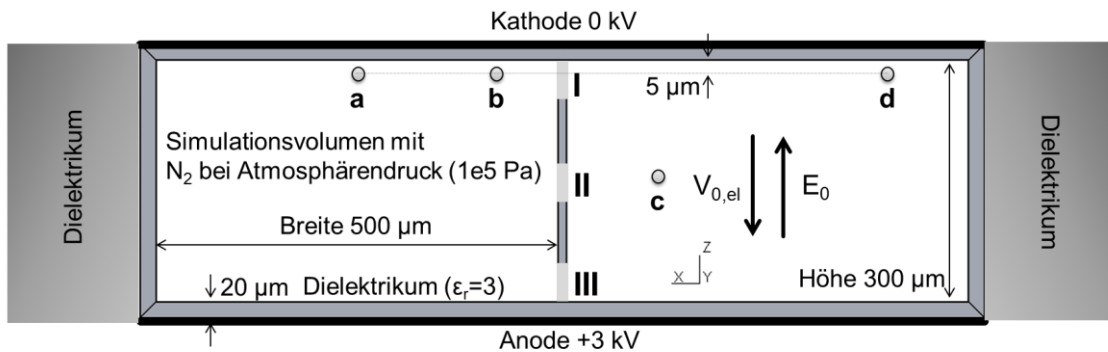
Zellauflösung	250x150x1	[1]
Zeitschrittweite $\delta t$ (Simulationsschritt)	3 – 5	[fs]
Zeitschrittweite (Auswertung, zeitliche Mittelung Ergebnisfile)	0,02 – 1	[ns]
Simulationsdauer	50 – 300	[ns]
Skalierungsfaktor $N_2$	$5 \cdot 10^6$	[1]
Skalierungsfaktor $N_2^+$	$10^2$	[1]
Skalierungsfaktor $e^-$	$10^2$	[1]

Die Mehrfachhohlraumgeometrien werden aus den Modellen für einzelne Mikrohohlräume mit zusätzlichen Isolierstoffbarrieren zusammengesetzt. Hierzu werden für die Isolierstofftrennwand die gleichen Eigenschaften wie für die dielektrische Barriere an den Elektroden gewählt. Da der Einzelhohlraum als Referenzmodell dient, wird die Simulation daran überprüft und die Parametersensitivität untersucht. Bei den gekoppelten Hohlräumen wird die verifizierte Simulation zur Betrachtung der Ausbreitung eingesetzt. Durch die Sensitivitätsanalyse bei den Einzelhohlräumen kann so eine angepasste Parameterwahl bei den Mehrfachhohlräumen erfolgen.

### 3.3.2 Simulationsmodelle: Parallele Hohlräume

Die parallel zur elektrischen Feldstärke ausgerichteten Mehrfachhohlräume werden in Quasi-2D aus zwei Einzelhohlräumen (in Anlehnung an Kapitel 3.3.1) zusammengesetzt. Hierzu wird eine dünne Trennwand aus dem Dielektrikum (gemäß Kapitel 3.3) zwischen diese gesetzt. Die Breite des Dielektrikums wird zwischen 10-40  $\mu\text{m}$  variiert. So werden mittlere und sehr geringe Felddurchgriffe bzw. Längen der Verbindungsöffnung der beiden Hohlräume zueinander erreicht. Hierdurch wird die Porosität der Elementarzelle bezogen auf zylindrische Hohlräume zwischen 60 % und 67 % variiert und damit mittlere und sehr hohe Kopplungen (durch den geringen Abstand) untersucht (zur Berechnung der Porosität siehe Bild 0.18 im Appendix). Die beiden Hohlräume werden entweder mit einer Verbindungsöffnung verbunden oder getrennt belassen. Im Falle der verbundenen Anordnung wird eine Öffnungsbreite von 50  $\mu\text{m}$  gewählt. Diese Breite ermöglicht eine Öffnung und zudem die Beibehaltung zweier Hohlräume aus fertigungstechnischer Möglichkeit sowie simulationstechnischer Sicht. Die Lage der Verbindungsöffnung wird variiert (mittig, kathoden- und anodennah), um verschiedene Ausbreitungsmechanismen zu untersuchen. Das elektrodennahe Dielektrikum besitzt eine Dicke von 20  $\mu\text{m}$  zur Betrachtung der Ausbreitungsvorgänge bei einer dielektrischen Barrierenanordnung. Das Dielektrikum an den seitlichen Bereichen wird erneut als unendlich ausgedehnt betrachtet. Exemplarische Varianten mit den charakterisierenden Größen können Bild 3.4 entnommen werden.





**Bild 3.4 Exemplarisches Simulationsmodell für parallele Mehrfachhohlräume mit charakterisierenden Parametern sowie Startelektronenorten (a, b, c, d) und gewählten Orten für die Verbindungsöffnung (I, II, III)**

Die für die parallelen Mehrfachhohlräume zur Initialisierung gewählten physikalischen Parameter können Tabelle 3.5 und die numerischen Simulationsparameter Tabelle 3.6 entnommen werden.

**Tabelle 3.5 Physikalische Simulationsparameter der parallelen Mehrfachhohlräume**

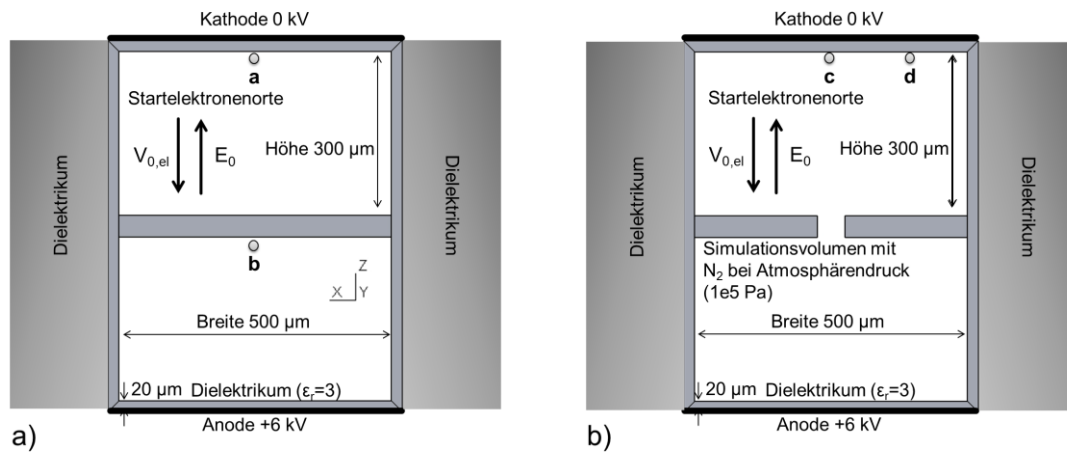
Abmessungen je Hohlraum	500x300x1	[ $\mu\text{m}^3$ ]
Dielektrikumdicke an Elektroden	20	[ $\mu\text{m}$ ]
Verbindungsbreite	0 und 50	[ $\mu\text{m}$ ]
Dielektrikumdicke zwischen Hohlräumen	10 – 40	[ $\mu\text{m}$ ]
Potential Anode	3	[kV]
Potential Kathode	0	[kV]
Spezies	$N_2$ , $N_2^+$ , $e^-$	[1]
$N_2$ Druck	1000	[hPa]
$N_2$ Temperatur	300	[K]
$N_2^+$ und $e^-$ Dichte bei Initialisierung	$10^9$	[ $\text{m}^{-3}$ ]
SEE	0,2	[1]
Porosität	60, 67	[%]

**Tabelle 3.6 Numerische Simulationsparameter der parallelen Mehrfachhohlräume**

Zellauflösung beider Hohlräume	500x150x1	[1]
Zeitschrittweite $\delta t$ (Simulationsschritt)	5	[fs]
Zeitschrittweite (Auswertung, zeitliche Mittelung Ergebnisfile)	1	[ns]
Simulationsdauer	50 – 300	[ns]
Skalierungsfaktor $N_2$	$5 \cdot 10^6$	[1]
Skalierungsfaktor $N_2^+$	$10^2$	[1]
Skalierungsfaktor $e^-$	$10^2$	[1]

### 3.3.3 Simulationsmodelle: Serielle Hohlräume

Die seriell zur elektrischen Feldstärke ausgerichteten Mehrfachhohlräume werden wiederum aus zwei Einzelhohlräumen (in Anlehnung an Kapitel 3.3.1) in Quasi-2D zusammengefügt. Die Trennwand wird aus einem Dielektrikum (gemäß Kapitel 3.3) mit einer Breite von 40  $\mu\text{m}$  eingefügt (also der zweifachen Barrierendicke an den Elektroden). Die beiden Hohlräume werden entweder mit einer Öffnung in der Mitte verbunden oder separiert belassen. Im Falle der verbundenen Anordnung wird wie zuvor eine Öffnungsbreite von 50  $\mu\text{m}$  gewählt. In diesem Fall wird die Öffnungsbreite bewusst so gewählt, dass die ankommende Lawine (mit Bewegungsrichtung gemäß  $v_{0,el}$  aus Bild 3.3) nicht vollständig durch die Öffnung hindurchpasst, sondern (mit über 150  $\mu\text{m}$ ) wesentlich breiter ist. Das elektrodennahe Dielektrikum besitzt wiederum wie zuvor eine Dicke von 20  $\mu\text{m}$ . Hieraus ergibt sich für den Bezug auf eine Elementarzelle mit zylindrischen Hohlräumen (in Anlehnung an Bild 0.18 im Appendix) eine Porosität von 60 %. Das Dielektrikum im Modell wird an den seitlichen Bereichen erneut als unendlich ausgedehnt betrachtet. Die beiden Varianten mit den charakterisierenden Größen können Bild 3.5 entnommen werden.



**Bild 3.5 Simulationsmodell der seriellen Mehrfachhohlräume mit charakterisierenden Größen und Startelektronenorten (a, b, c, d); a) getrennte Hohlräume, b) verbundene Hohlräume**

Die für die seriellen Mehrfachhohlräume zur Initialisierung gewählten physikalischen Parameter können Tabelle 3.7 und die numerischen Simulationsparameter Tabelle 3.8 entnommen werden.

**Tabelle 3.7 Physikalische Simulationsparameter der seriellen Mehrfachhohlräume**

Abmessungen je Hohlraum	500x300x1	[ $\mu\text{m}^3$ ]
Dielektrikumdicke an Elektroden	20	[ $\mu\text{m}$ ]
Verbindungsbreite	0 und 50	[ $\mu\text{m}$ ]
Dielektrikumdicke zwischen Hohlräumen	40	[ $\mu\text{m}$ ]
Potential Anode	5-6	[kV]
Potential Kathode	0	[kV]
Spezies	$N_2$ , $N_2^+$ , $e^-$	[1]
$N_2$ Druck	1000	[hPa]
$N_2$ Temperatur	300	[K]
$N_2^+$ und $e^-$ Dichte bei Initialisierung	$10^9$	[ $\text{m}^{-3}$ ]
SEE	0,2	[1]
Porosität	60	[%]

**Tabelle 3.8 Numerische Simulationsparameter der seriellen Mehrfachhohlräume**

Zellauflösung	150x300x1	[1]
Zeitschrittweite $\delta t$ (Simulationsschritt)	5	[fs]
Zeitschrittweite (Auswertung, zeitliche Mittelung Ergebnisfile)	1	[ns]
Simulationsdauer	50 – 300	[ns]
Skalierungsfaktor $N_2$	$5 \cdot 10^6$	[1]
Skalierungsfaktor $N_2^+$	$10^2$	[1]
Skalierungsfaktor $e^-$	$10^2$	[1]

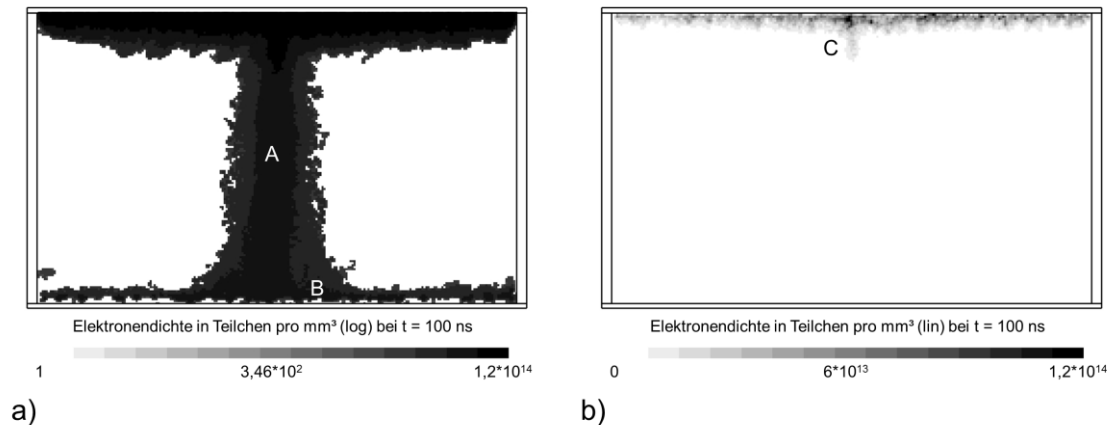
### 3.3.4 Simulationsauswertung und -darstellung

Ein wichtiger Punkt bei der Auswertung von Simulationen ist die Wahl der geeigneten Darstellung und die Wahl der passenden Ausgabewerte. In der Regel sind die Outputfiles sehr zahlreich und es kann nur eine Auswahl analysiert werden. Daher muss eine passende Auswahl getroffen werden, welche das Optimum aus Informationsgehalt und Übersichtlichkeit darstellt. Verschiedene Parameter werden dazu im Folgenden diskutiert:

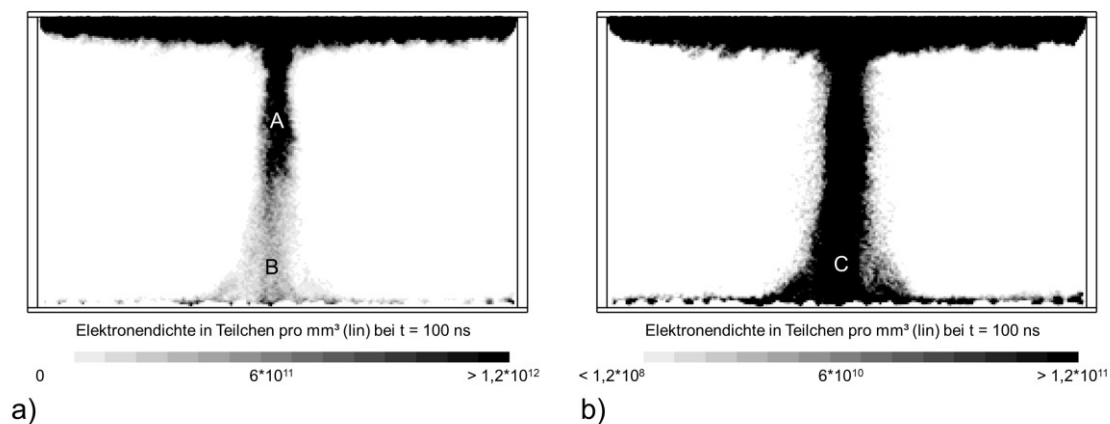
Zu einer Betrachtung der Entladungsvorgänge gehört die Wahl geeigneter Zustandsgrößen. Das Potentialfeld zeigt sich hierbei als eine wichtige Größe, welche über die Ladungsträgerverteilung aus der Poisson-Gleichung (gemäß Gleichung (2.10)) hervorgeht. Aufgrund der Wahl einer Elektrode auf Erdpotential ist die Potentialbetrachtung in dieser Arbeit äquivalent zur Darstellung der Spannung. Die Untersuchung der elektrischen Feldstärkeverteilung hingegen, welche lokal bezogen gewisse Vorteile hat, weist andere Herausforderungen auf. Das elektrische Feld als dreidimensionale vektorielle Feldgröße ist im Zweidimensionalen entweder als Betrag oder komponentenweise darstellbar. Die Betragsdarstellung bietet keine Möglichkeit der Unterscheidung entlang einer Raumrichtung in positive oder negative Gebiete und somit einer Feldumkehr (vgl. Bild 4.15). Durch die Komponentendarstellung hingegen reduziert sich der Informationsgehalt. Der Vollständigkeit halber müssten deshalb viele Abbildungen zusammen betrachtet werden. In dieser Arbeit werden daher verschiedene Darstellungsformen in Bezug auf den Aussagegehalt genutzt. Als wei-

tere wichtige Zustandsgrößen werden die Dichteverteilungen der geladenen Teilchen gezeigt. Hierbei gibt die Elektronendichte die größten Informationen über den Entladungsablauf und wird in der Literatur (z. B. [Gib12]) ebenfalls häufig als charakterisierende Größe für Entladungsphänomene genutzt. Zur geeigneten Darstellung des Ionenrückwirkungsprozesses (vgl. Kapitel 2.2.2) kann zusätzlich die positive Ionendichte betrachtet werden (vgl. Bild 0.15 im Appendix).

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Skalierung der Zustandsgrößen innerhalb einer Abbildung. Hierzu gehören beispielsweise die logarithmische und die lineare Darstellung der Ergebnisse. Die logarithmische Form (Bild 3.6 a) erlaubt die Betrachtung des kompletten Bereiches größer Null bis zum Maximalwert, hier gibt es jedoch die Einschränkung, nur positive Werte (oder im Betrag umgerechnete negative) darstellen zu können. Zudem werden die kleinen Wertebereiche leicht überbetont gedeutet (Bereich A und B in Bild 3.6). Dieser Maßstab ist deshalb besonders für die Teilchendichten sinnvoll. Die lineare Darstellung (Bild 3.6 b) hingegen erlaubt auch negative Werte, jedoch sind nur die hohen Werte der Zustandsgrößen darstellbar, wenn nicht auf Übersichtlichkeit verzichtet werden soll (siehe Bereich C in Bild 3.6). Daher gibt es hier eine Einschränkung des Darstellungsbereiches und es kann nicht der gesamte Wertebereich der Simulation gezeigt werden. Hierdurch wird jedoch in dem interessanten Gebiet eine bessere Auflösung ermöglicht (vgl. Bereiche A, B und C in Bild 3.7).



**Bild 3.6** Verschiedene Darstellungsformen derselben Elektronendichte einer Entladung mit nahezu den gleichen Wertebereichen mit a) logarithmischem und b) linearem Maßstab einer Simulation aus Kapitel 3.4



**Bild 3.7** Verschiedene Darstellungen derselben Elektronendichte bei unterschiedlichen Maximal- und Minimal-Werten einer Entladung gemäß Kapitel 3.4 mit unterschiedlich betonten Bereichen (A, B, C)

Insbesondere bei der linearen Darstellung ergibt sich die Frage nach dem Minimal- und Maximalwert und somit nach der übersichtlich darstellbaren Auflösung. Hierzu können dieselben Ergebnisse z. B. der Elektronendichten bei unterschiedlichen Minimal- und Maximal-Werten vollkommen unterschiedlich aussehen (vgl. Bild 3.7 mit Bild 3.6). Zur Vergleichbarkeit der Simulationen untereinander ist ebenfalls eine ähn-

liche Wertebereichswahl (auch bei der logarithmischen Form) wichtig. Bei der Auswertung der elektrischen Feldstärke und des elektrischen Potentialfeldes ergibt sich diese Herausforderung nicht und es kann sehr sinnvoll die lineare Darstellungsform über den kompletten Wertebereich genutzt werden (vgl. Bild 3.8).

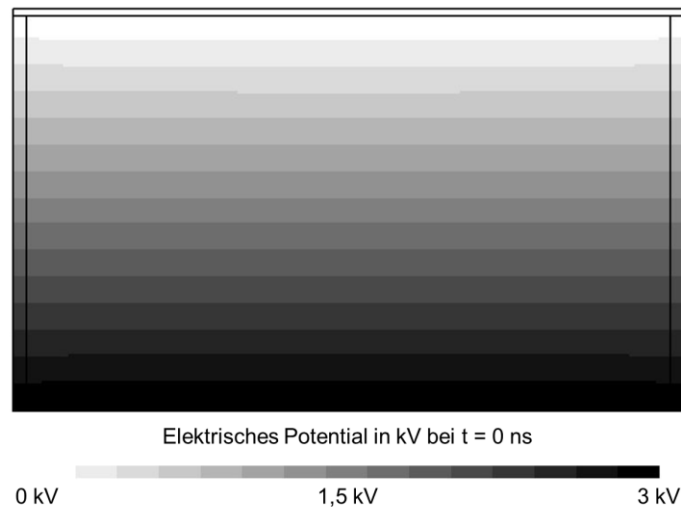
Wie bereits in Kapitel 3.2 erwähnt, sind die Darstellungen zudem von der auszuwertenden Zeitschrittweite abhängig. So werden innerhalb eines Zeitschrittes die Ergebnisse summiert und für diesen als integrale Abbildungen ausgegeben. Diese Schrittweite ist üblicherweise zu einer Nanosekunde gewählt. Dies ist bei der Beurteilung der Vorgänge zu berücksichtigen. Wie eine Sensitivitätsanalyse zeigt, hat die Ergebnisdarstellung jedoch nur einen sehr geringen Einfluss auf die Bewertung der Entladung, da mit Ausnahme der Primärlawine alle Prozesse langsamer ablaufen (vgl. Kapitel 3.2).

Das Simulationsprogramm bietet noch weitere als die dargestellten Parameter zur Auswertung an. Die Absorption von Ladungsträgern an der Grenzfläche wird ebenfalls verwendet, um die Entladungsströme zu berechnen (vgl. Kapitel 3.6). Es können zusätzlich auch z. B. Teilchenenergie, Druck, Neutralteilchendichte, Teilchenanzahl und Geschwindigkeit dargestellt werden. Manche der Größen lassen sich ineinander umrechnen, andere sind wiederum für die Betrachtung der Entladungsprozesse weniger wichtig.

### **3.4 Einzelhohlraum und Verifikationen**

Zur Verifikation und Eignungsprüfung der Simulationen werden zuerst Entladungen in einzelnen Mikrohöhlräumen betrachtet und die grundlegenden Mechanismen aufgezeigt sowie mit Grundlagen und der Literatur verglichen:

Das elektrische Feld vor der Entladung ist homogen, was an dem linearen Gradienten des Potentialfeldes gesehen werden kann (Bild 3.8). Lediglich in den äußersten Ecken des Gasvolumens entstehen lokal sehr eng begrenzte Bereiche ( $< 10 \mu\text{m}$ ) mit Feldstärken, welche vom Homogenfeld um ca. 14 % abweichen.

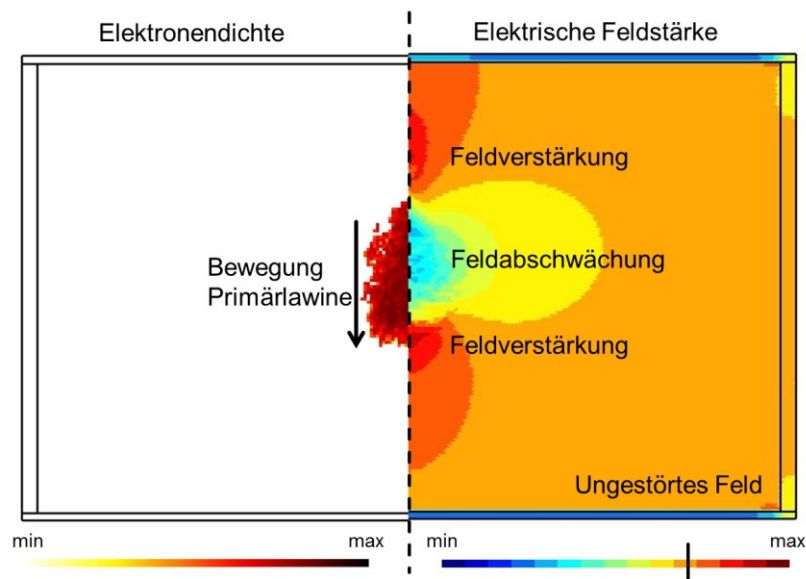


**Bild 3.8 Homogenes Potentialfeld eines Einzelhohlraumes vor der Entladung ( $t = 0$  ns)**

Durch die Initialisierung eines oder mehrerer Startelektronen in dem Gasvolumen nahe der elektrischen Barriere zu Beginn der Simulation werden die Primärlawinen (bei  $t = 0$  ns) gestartet. Es wird in diesem Kapitel zuerst eine Initialisierung nahe der Kathode (in Bild 3.3 Position c) betrachtet. Das Startelektron stößt mit den Stickstoff-Neutralteilchen ( $N_2$ ) zusammen, welche im gesamten Simulationsvolumen nahezu gleichmäßig vorhanden sind, und führt über die Stoßquerschnitte in Abhängigkeit von der Teilchenenergie mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit zur Ionisation (vgl. Appendix, Bild 0.1 bis Bild 0.3). Hierbei entsteht aus dem Neutralteilchen ein positives Stickstoff-Ion ( $N_2^+$ ) und ein weiteres Elektron ( $e^-$ ). Effektiv kann hier also von einer Erhöhung der Anzahl der Ladungsträger ausgegangen werden (vgl. Kapitel 2.2.1). Eine Reduzierung der Anzahl der Ladungsträger über Stöße von Elektronen und positiven Ionen kann ebenfalls stattfinden, wird hier jedoch zur Vereinfachung nicht betrachtet. Diese Näherung ist auf die verhältnismäßig geringe Dichte der Ladungsträger zurückzuführen und die dadurch viel geringere Wahrscheinlichkeit der Rekombinationsprozesse im Vergleich zur Ionisation (vgl. [Gax99]). Aufgrund dessen, dass Stickstoff ein elektropositives Gas ist, kann weiterhin ein Anlagerungsprozess von Elektronen ( $e^-$ ) an das Stickstoffmolekül ( $N_2$ ) vernachlässigt werden [Gib12]. Weitere Partikelinteraktionen werden ebenfalls betrachtet (vgl. Tabelle 3.1 und Tabelle 3.2), diese sind für den Vorgang der Entladungsbildung jedoch teilweise von geringerem



Interesse. Das nun entstandene zweite Elektron bewegt sich durch die Diffusion und Driftbewegung (vgl. Kapitel 2.2.1) weiter und kann wiederum neue Partikelinteraktionen ausführen, sodass schließlich eine Primärlawine, initiiert durch das Startelektron, entsteht. Hierbei sind die Elektronen um ein Vielfaches schneller als die positiven Ionen oder gar die Neutralteilchen, welche eine ungeordnete Diffusions- und keine gerichtete Driftbewegung durchführen (vgl. Kapitel 2.2.2). Die Ladungsträgerverteilung führt zu einer Feldverzerrung innerhalb der Primärlawine, da die schnellen Elektronen den Lawinenkopf und die langsamen positiven Ionen einen weiter verteilten rückwärtigen Bereich formen (vgl. Bild 3.9). Die so getrennten Ladungsträger erzeugen wiederum ein elektrisches Raumladungsfeld aufgrund der räumlichen Nähe zueinander, welches sich mit dem von außen angelegten elektrischen Laplace-Feld überlagert. Hier kann positive und negative Superposition beobachtet werden, was bereits zu einer starken Feldverzerrung bei der Primärlawine führt (vgl. Bild 3.9 und Kapitel 2.2.3).

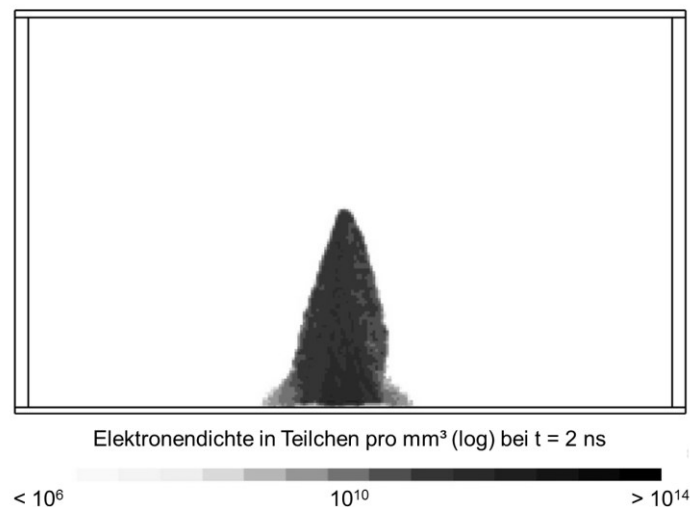


**Bild 3.9 Vergleich der Elektronendichte (links) und der elektrischen Feldstärke (rechts) bei der Primärlawine in einem Einzelhohlraum ( $t = 0,4 \text{ ns}$ )**

Die hohe Feldverzerrung führt zu einer ungleichmäßigen Geschwindigkeit bei der Driftbewegung der geladenen Teilchen. Die Ladungsträger in der Primärlawine erzie-

len eine nichtlineare Verstärkung des elektrischen Feldes während des Vorwachsens von im Mittel ca. 1,4 im Falle der Mikroplasma dieser Arbeit. Hieraus ergibt sich eine Überbrückung der Schlagweite nach  $t < 0,5$  ns.

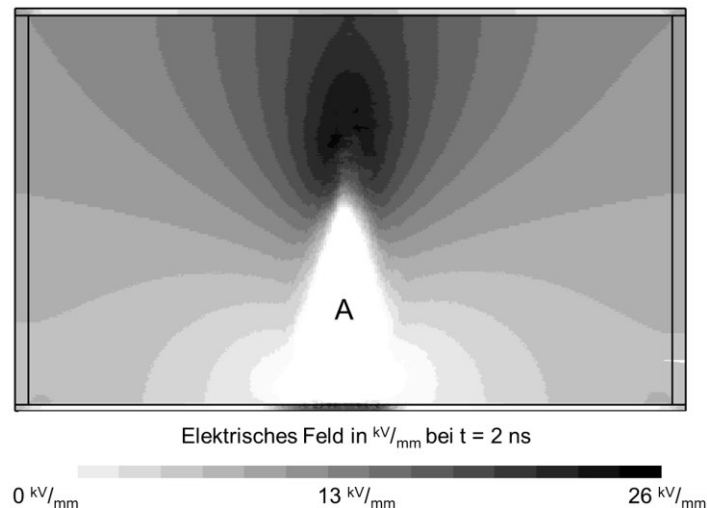
Die Elektronen-Primärlawine hat eine Breite von ca.  $100\text{ }\mu\text{m}$  und entspricht den Werten bei z. B. Gänger [Gän53] (vgl. Kapitel 2.2.2). Sie bewegt sich sehr schnell mit im Mittel ca.  $60\text{ cm}/\mu\text{s}$  auf die Anode zu. Diese Geschwindigkeit entspricht in erster Näherung ungefähr einer Berechnung mit einem elektrischen Feld von ca.  $10\text{ kV}/\text{mm}$  und einer Elektronenbeweglichkeit von ca.  $500\text{ cm}^2/\text{Vs}$  [Kin85]. Die Primärlawine erreicht schließlich die Anode innerhalb weniger als einer Nanosekunde (Bild 3.10). Die langsamen positiven Ionen können hingegen im Vergleich zu den Elektronen als nahezu ortsfest angesehen werden. Die nun sehr hohe Elektronendichte (in der Größenordnung  $10^{12}\text{ mm}^{-3}$  Elektronen) nahe der Anode sorgt für eine Abschwächung des elektrischen Feldes auf weniger als  $0,5\text{ kV}/\text{mm}$  in diesem Bereich (Bereich A in Bild 3.11) und somit für eine Reduzierung der Geschwindigkeit der Ladungsträger um ungefähr den Faktor 20.



**Bild 3.10 Elektronendichte der Primärlawine in einem Einzelhohlraum nach Erreichen der Anode ( $t = 2\text{ ns}$ )**

Die Auswertung der Elektronendichten aus Bild 3.10 ergibt eine berechnete Anzahl an Ladungsträgern von ca.  $10^8$  Elektronen beim Erreichen der Anode bezogen auf

einen zylindrischen Hohlraum. Bei dieser Elektronenanzahl befindet sich die Entladung laut u. a. Hess [Hes76] im Grenzbereich der Mechanismen zwischen dem Generationen- und dem Kanalmechanismus (vgl. Kapitel 2.2.2 und 2.2.3).



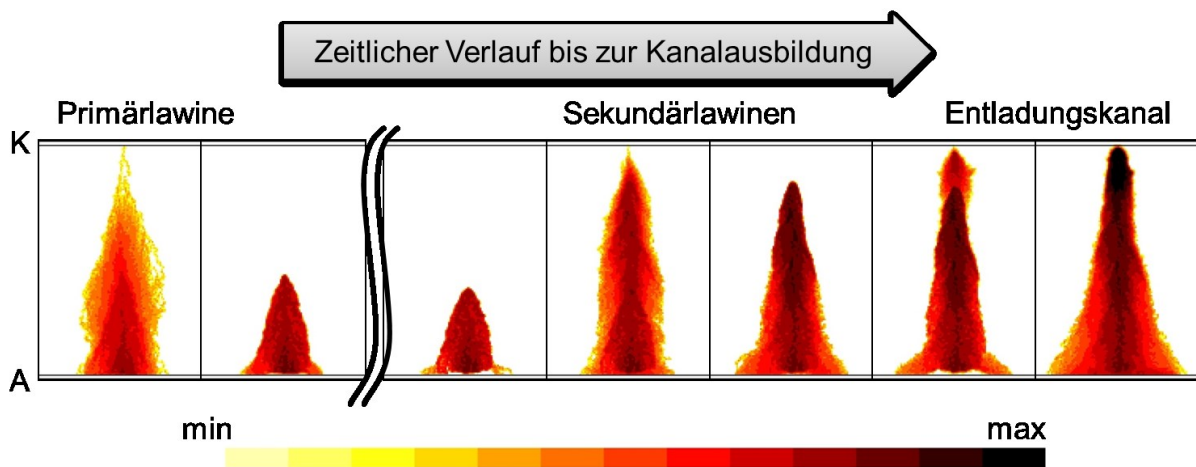
**Bild 3.11 Elektrische Feldstärke der Primärlawine in einem Einzelhohlraum nach Erreichen der Anode mit feldgeschwächtem Bereich (A) ( $t = 2 \text{ ns}$ )**

Die Ladungsträgerdichten der Primärlawine verweilen einige Nanosekunden in der Region nahe der Anode (vgl. Bild 3.10). Hierbei ist der Bereich der Primärlawine (Abmessungen und Ort bezogen auf das Startelektron) immer sehr ähnlich und die Länge in lateraler Richtung proportional abhängig von der Spannung ( $\sim U$ ) sowie dem zurückgelegten Weg der Lawine ( $\sim x$ ). Dieses Verhalten ist überwiegend durch die hohe Elektronendichte sowie die Ladungsträgerabsorption an der Anode und den dadurch resultierenden kleinen Unterschied im elektrischen Potential (von wenigen Volt) über diese Strecke (Bereich A in Bild 3.11) bedingt. Dies führt wiederum zu einer Reduzierung in der Beweglichkeit der Ladungsträger. Über die Diffusion und Driftbewegung findet eine leichte Ausbreitung der Elektronen auf der anodenseitigen Isolierstoffbarriere sowie eine geringe weitere Absorption an dieser statt. Die positiven Ionen bewegen sich durch die Driftbewegung hingegen die gesamte Zeit in Richtung Kathode mit einer sehr geringen Geschwindigkeit fort. Für den weiteren Hergang der Entladung ist diese langsame Bewegung wichtig.

Bei einer Entladungsbildung gemäß Townsend entsteht daher durch eine Einzellawine kein typischer Entladungskanal, da die Ionenrückwirkung (und darauf folgende Sekundärlawinen) erst zu der Ausbildung eines hohlraumüberbrückenden Entladungskanals führen kann. Es treten hier also im Vergleich zum Streamer-Mechanismus (vgl. Kapitel 2.2.3) untergeordnete Raumladungseffekte auf. Zur Beurteilung der Entladung wird hier die Ausbildung einer durchgehenden Entladungsstrecke als Kriterium herangezogen. Hierzu werden als Abschätzung die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Primärlawine sowie eine mittlere Rückwirkung über die Laufzeit der positiven Ionen betrachtet. Aufgrund der sehr hohen Geschwindigkeit der Primärlawine (vgl. oben) ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der positiven Ionen maßgeblich bestimmend für die Geschwindigkeit des Entladungsprozesses. Die verhältnismäßig geringe Verzerrung des elektrischen Feldes zu Beginn der Primärlawine erhöht sich nach einigen Mikrometern Laufzeit über die wachsenden Ladungsträgerzahlen (vgl. Bild 3.9). Zur Abschätzung mit der Geschwindigkeit, dem Startelektronenort, der Zellweite in der Simulation sowie den Teilchenzahlen kann daher unter den günstigsten Bedingungen (u. a. viele ionisierende Stöße) im schnellsten Fall bereits nach ca. 5 – 7 ns von den ersten Sekundärelektronen ausgegangen werden. Wahrscheinlicher sind hier jedoch nach eigenen Abschätzungen Zeiten von 10 – 30 ns nach Initiierung des Startelektrons bei Mikroplasmen gemäß Kapitel 3.4. Über mittlere Laufzeiten und weitere Sekundärlawinen zusammen mit der Reduzierung des elektrischen Feldes ergibt sich somit ein abklingender Verlauf der Entladung. Hieraus wird eine Dauer der Entladung von einigen zehn bis zu wenigen hundert Nanosekunden abgeschätzt.

An der kathodenseitigen Isolierstoffoberfläche treffen die positiven Ionen schließlich auf diese auf und können über Sekundärelektronenemission weitere Elektronen generieren (vgl. Kapitel 2.2.2). Dies geschieht gemäß dem Lawinenbildungsprozess nach Townsend bzw. durch die Ionenrückwirkung (vgl. Kapitel 2.2.2). Diese Sekundärelektronen unterliegen nun auch, wie zuvor das Startelektron, einer Driftbewegung und führen so ebenfalls Partikelinteraktionen aus und können damit Sekundärlawinen bilden, welche sich in Richtung der Anode bewegen. Hierbei muss jedoch nicht die gesamte Strecke überbrückt werden, da noch immer eine Residualelektronendichte nahe der Anode von der vorangegangenen Primärlawine vorhanden ist (vgl. Bild 3.10). Somit wird der Bereich mit der hohen Elektronendichte nahe der

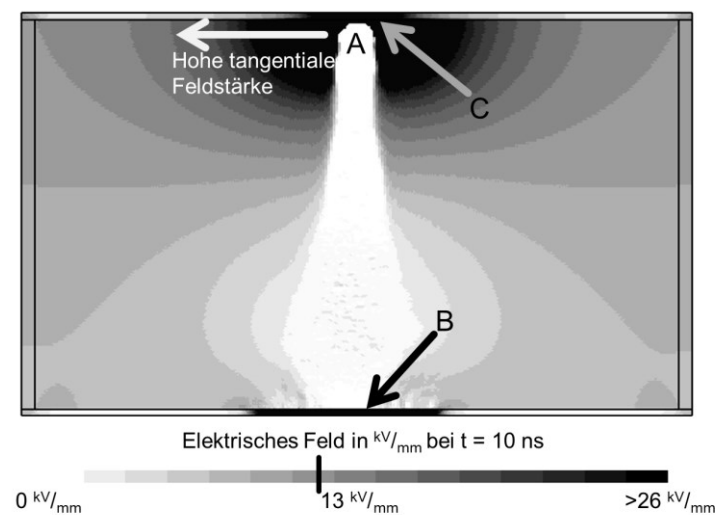
Anode in Richtung Kathode vergrößert. Schließlich erzeugen die weiteren positiven Ionen auch wieder neue Sekundärlawinen. Durch die vermehrt an der Kathode auftreffenden Ionen beschleunigt sich hier die Generierung von Sekundärelektronen. Dies führt schließlich zu einem stufenartigen Voranwachsen der hohen Elektronendichte und damit zu einer Ausbildung des Entladungskanals von der Anode ausgehend hin zur Kathode, entgegengerichtet zu der Bewegungsrichtung der (Sekundär-) Lawinen (Bild 3.12).



**Bild 3.12** Exemplarische Darstellung des zeitlichen Verlaufes von der Primärlawine bis zur Entladungskanalbildung in einem Ausschnitt eines Einzelhohlraumes, oben Kathode (K) unten Anode (A)

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Ausbildung des Entladungskanals werden die jeweiligen maximalen Hohlraumschlagweiten und die Zeit vom Start der Primärlawine bis zur vollständigen Ausbildung des Kanals, also der Überbrückung des Hohlraumes, herangezogen. Gemäß eigenen Berechnungen ergibt sich also für die Einzelhohlräume eine Entladungskanalaufbaugeschwindigkeit in der Größenordnung von  $3 \text{ cm}/\mu\text{s}$  (mit ca. 10 ns für 300  $\mu\text{m}$ ) und mehr. Für einen typischen Streamer-Mechanismus liegen diese Geschwindigkeiten jedoch um mindestens den Faktor 10 höher (vgl. Kapitel 2.2.3). Diese Aufbaugeschwindigkeit ist jedoch für die Mikroplasmaentladungen einfach über die Ionenrückwirkung und somit die langsamen positiven Ionen (ohne Berücksichtigung möglicher Photoionisation) zu erklären, womit nur der Townsend-Mechanismus nachgebildet wird (vgl. Abschätzungen in Kapitel 2.2.2).

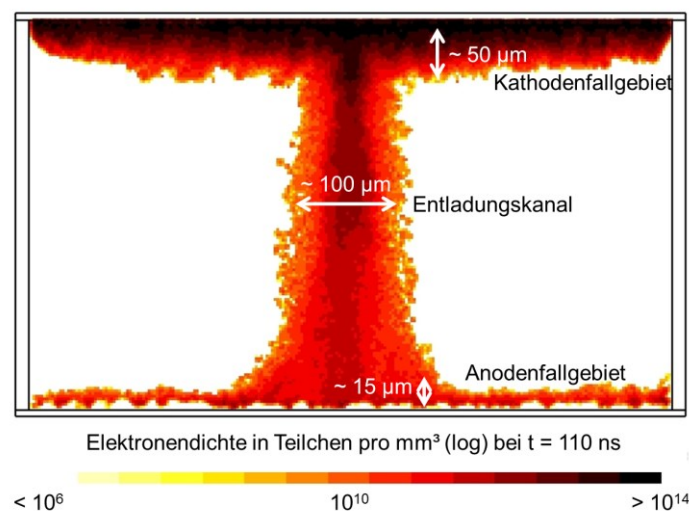
Nach der Ausbildung des Entladungskanals ist der Hohlraum über die hohe Leitfähigkeit der Ladungsträger elektrisch nahezu kurzgeschlossen (Bereich A in Bild 3.13), sodass die Spannung zum Großteil über den Isolierstoffbarrieren abfällt (Bereich B und C in Bild 3.13). Hierdurch verändert sich die Feldverteilung, und an den elektrodenseitigen Isolierstoffbarrieren treten sehr hohe Feldstärken tangential zur Oberfläche auf, welche für eine Ausbreitung der Elektronen entlang der Barrierenoberfläche sorgen (Bild 3.13). Laut z. B. Gibalov [Gib12] ist dies ein typisches Verhalten für dielektrische Barrierenentladungen (DBD).



**Bild 3.13 Elektrische Feldstärke nach der Kanalausbildung mit feldgeschwächten (A) und feldverstärkten Gebieten (B, C) ( $t = 10 \text{ ns}$ )**

Die Ladungsträger bewegen sich nahe der Oberfläche der Elektroden und erzeugen so Oberflächenladungen mit großer räumlicher Ausdehnung. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit auf der Oberfläche beträgt ca.  $0,1 \text{ cm}/\mu\text{s}$  und besitzt somit eine wesentlich geringere Geschwindigkeit als die Primärlawine. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit auf der Kathode ist somit den simulierten Werten von Shvydky (vgl. [Shv06]) mit ca.  $0,22 \text{ cm}/\mu\text{s}$  sehr ähnlich. Diese Reduzierung in der Geschwindigkeit hängt mit den Verzerrungen im elektrischen Feld durch absorbierte Ladungsträger zusammen. Eine Komponentenbetrachtung zeigt eine Verzerrung des elektrischen Feldes durch die Ansammlung an Ladungsträgern auf der Oberfläche an. Nachfolgende Elektronen überwinden die entgegengerichteten Felder der dort absorbierten Ladungsträger (vgl.

Bild 0.5 im Appendix). Die Ausbreitung tritt aufgrund der Form des Entladungskanals (vgl. Bild 3.13) verstärkt an der Kathode auf, da an der Anode bereits eine breitere Verteilung (u. a. durch die vorangehenden Lawinen) stattgefunden hat. Schließlich befinden sich auf beiden elektrodenseitigen Isolierstoffbarrieren und im Entladungskanal hohe Elektronendichten (Bild 3.14). So zeigt der Entladungsvorgang in dem Hohlraum sowohl Charakteristika von Volumen- als auch von Oberflächenentladungen, wie bei einer DBD-Anordnung zu erwarten ist (vgl. [Gib00]).



**Bild 3.14 Elektronendichte nach der Entladung eines Einzelhohlraumes mit den typischen Gebieten und Abmessungen ( $t = 110$  ns)**

Nach der Entladung weist die Ladungsträgerverteilung das in Bild 3.14 dargestellte, typische Muster auf. Es zeigen sich ein Kathodenfallgebiet (mit ca. 50 µm Dicke), ein Anodenfallgebiet (mit ca. 15 µm Dicke) sowie ein Entladungskanal (mit ca. 100 µm Breite). Die Breite des Entladungskanals passt gut zu der bei Gibalov [Gib12] getroffenen Aussage über den Zusammenhang der umgebenden Isolierstoffbarriere in Bezug auf die Abmessung des Kanals. Demnach sollte der Entladungskanal eine Breite von ca. 100 – 200 µm aufweisen (vgl. Kapitel 2.2.3). Die Abmessung des Kathodenfallgebietes liegt so ebenfalls in der zu erwartenden Größenordnung (vgl. Kapitel 2.2.3). Die Ausdehnung der Fallgebiete in lateraler Richtung kann bis zu 1 mm reichen [Gib12], hier ist jedoch im Falle der Modellanordnung die seitliche Isolier-

stoffbarriere die begrenzende Größe. Die charakteristischen Werte der Entladung sind zusammengefasst in Tabelle 0.1 im Appendix zu finden.

Wie typisch für barrierenbehinderte Hohlraumentladungen, wird die elektrische Feldstärke nach der Entladung durch die nicht abfließenden Oberflächenladungen (der Kathoden- und Anodenfallgebiete) und die an der Isolierbarriere absorbierten Ladungsträger im Hohlraum sehr stark reduziert. Dies führt zu einem nahezu feldfreien Hohlraum (mit elektrischen Feldstärken von  $E < 50 \text{ V/mm}$ ) nach der Entladung, da sich das äußere und innere Feld nahezu kompensieren. Dieses Verhalten entspricht der Modellvorstellung von Hohlräumen nach einer darin auftretenden Teilentladung (z. B. [Tem00], [Kur93], [Erm09]). Hierdurch wird eine weitere Entladung erst möglich, sobald entweder die treibende Spannung sich weiter erhöht, die Ladungsträger abgeleitet werden oder eine Polaritätsumkehr der äußeren Spannung stattfindet und so im Hohlraum erneut das Entladungskriterium erreicht wird. Als Exkurs wird in Kapitel 4.1.3 exemplarisch eine Polaritätsumkehr betrachtet.

Zudem fällt nun die gesamte Spannung über den Isolierstoffbarrieren ab und belastet diese hierdurch elektrisch sehr stark. Zusätzlich erhöhen die benachbarten Elektroden die Ladungsträgerdichten durch die Spiegelladungen.

Vergleiche mit dickeren Isolierstoffbarrieren (von jeweils  $300 \text{ }\mu\text{m}$ ) zeigen ein ähnliches Verhalten wie die DBD-Anordnung. Hier zeigt sich jedoch die Ausbildung insbesondere des Kathodenfalls als wesentlich geringer ausgeprägt. Dieser Aspekt ist über die Randbedingungen der fernerer Elektroden zu erklären, da hier keine nahen Spiegelladungen zur Berechnung vorhanden sind. Hingegen verhalten sich die Anode und der Entladungskanal nahezu gleich (vgl. Appendix, Bild 0.8). Der prinzipielle Entladungshergang sowie die Ladungsträgerdichten befinden sich jedoch auch hier in einem sehr ähnlichen Bereich.

Der Anfang der Entladung steht in guter Übereinstimmung mit der üblichen Theorie für Mikroplasmaentladungen bzw. einem Entladungsprozess nach dem Generationenmechanismus (vgl. Kapitel 2.2.2 sowie z. B. [Bec05], [Erm08]). Der weitere Entladungsverlauf besitzt auch einige Ähnlichkeiten zum Kanalmechanismus aufgrund des Aufbaus eines Entladungskanals über Sekundärlawinen, da bei kleinen Hohlräumen die Rückwirkung vergleichbar ist (vgl. Bild 3.12 mit Kapitel 2.2.3 sowie z. B.



[Gib12]). Das stückweise Vorwachsen des Entladungskanals vermittelt den Eindruck einer kathodengerichteten Kanalausbildung (vgl. Bild 3.12). Ebenfalls ist die Geschwindigkeit der Entladungsbildung um ungefähr den Faktor 5 bis 10 langsamer als beim Streamer-Mechanismus gemäß Bild 2.9, da Photoionisation und -emission keine Berücksichtigung finden und die hier maßgeblichen positiven Ionen sich verhältnismäßig langsam bewegen. Die Beschleunigung bei sonst sehr ähnlicher Ausprägung einer Entladung über die Photoionisation hat auch Yurgelenas [Yur09] feststellen können. Gemäß Gaxiola [Gax99] ist bei lasergezündeten Vorentladungen (in einem hydrodynamischen Simulationsmodell) nahe der Einsetzfeldstärke die Betrachtung der Photoionisation wichtig. Hier sollen die Entladungen jedoch bei wesentlich geringeren elektrischen Feldstärken (ca.  $3 \text{ kV/mm}$ ) und größeren Schlagweiten (1 cm) stattfinden. Laut einer Sensitivitätsanalyse von Gaxiola [Gax99] soll bei Vernachlässigung der Photoionisation eine falsche Form des Entladungsstroms entstehen. Die in dieser Arbeit ermittelte Stromform (vgl. Kapitel 3.6) entspricht jedoch qualitativ dem zu erwartenden Verlauf. Die Beschreibung des Entladungsverlaufes bei Gaxiola (vgl. [Gax99]) entspricht ebenfalls überwiegend dem in dieser Arbeit beobachteten Verhalten. Eine Ausnahme bildet hier nur die quantitativ etwas andere Ausbildung des kathodengerichteten Streamers, welcher für die Beschleunigung der Entladung verantwortlich ist. Dieses Verhalten ähnelt jedoch phänotypisch den Sekundärlawinen bei einem kleinen Hohlraum gemäß dem Townsend-Mechanismus. Des Weiteren sind laut Bartnikas (vgl. [Bar02], [Bar93]) alle Entladungen in kleinen Hohlräumen auf die Nachlieferung durch die Kathodenemission angewiesen und somit weniger abhängig von der Photoionisation im Gasraum. Zur vollständigen quantitativen Nachbildung von Entladungen innerhalb von Mikrohohlräumen sind Photoemission und Photoionisation wichtig. Dies ist jedoch mit dem vorhandenen PIC-MC derzeit nicht möglich. Qualitativ ähnliche Entladungsprozesse ergeben sich durch die vorhandenen Berechnungen, welche hingegen quantitativ etwas anders sind. Es wird so in dieser Arbeit eine gute Näherung verwendet, bei der zukünftig Photonen zu berücksichtigen sind. Somit kann unter gewissen einschränkenden Betrachtungen die Wirkung der Photoionisation in dieser Arbeit vernachlässigt werden.

Die berechneten maximalen Elektronendichten (von ca.  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  bis  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) befinden sich in der Größenordnung üblicher Mikroplasma-Entladungen. Gibalov

[Gib12] gibt im Entladungskanal Elektronendichten bis ca.  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  selbst bei geringeren elektrischen Führungsfeldstärken (von ca.  $4,5 \text{ kV/mm}$ ) in Luft (als elektronegatives Gas) an. Es lassen sich jedoch sehr viele verschiedene Ladungsträgerdichten bei verschiedenen Autoren finden. Hierbei haben die Gasspezies, die Abmessungen, die elektrischen Feldstärken und viele weitere Faktoren einen Einfluss. So finden sich als Elektronendichten z. B. bei Braun [Bra92]  $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  ( $d = 1 \text{ mm}$  in Luft), bei Ermel [Erm08]  $2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (Sägezahnspannung bei  $d = 250 \text{ }\mu\text{m}$ ) und bei Choi [Cho07]  $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (in Helium). Die elektrischen Feldstärken sind jedoch jeweils geringer als die in dieser Arbeit betrachteten. Über weitere Energiezufuhr können selbst Nichtgleichgewichtsplasmen mit Elektronendichten von  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  Teilchen erzeugt werden [Bec05]. So lässt sich auch in den Elektronendichten eine Vergleichbarkeit mit der Literatur finden.

Aufgrund der vielen Übereinstimmungen in dem Ablauf der Entladungsausbreitung (bei einer Entladung gemäß dem Townsend-Mechanismus), dem Erscheinungsbild (typische Abmessungen des Kanals und der Fallgebiete) und den berechneten Werten (z. B. Ladungsträgerdichten, Spannungen) lässt sich die PIC-MC-Simulationssoftware daher unter gewissen quantitativen Einschränkungen als geeignet betrachten, um die Entladungsausbreitung in Mehrfachhohlräumen zu untersuchen. Lediglich die Entladungsaufbauzeiten sind aufgrund der Nichtbetrachtung der Photoionisation und -emission etwas zu lang. Zuerst werden jedoch im Folgenden weitere Variationen in den Randbedingungen untersucht.

### 3.5 Parameterstudie für einen Einzelhohlraum

Aufgrund der Komplexität der untersuchten Thematik sind Reduktionen hinsichtlich Geometrie und Randbedingungen für systematische Betrachtungen unerlässlich (vgl. Kapitel 3.3). So wird das idealisierte Referenzmodell mit Hinweisen auf dort wichtige Variationen (z. B. Spannungsamplitude, Dielektrikumdicke) unter anderem in Kapitel 3.4 vorgestellt. Das Referenzmodell ermöglicht, den Einfluss von Parameteränderungen auf das Simulationsergebnis zu untersuchen. Eine Übersicht bietet hierzu Tabelle 3.9. Im Folgenden werden diese Versionen näher betrachtet.

**Tabelle 3.9 Auswahl prinzipieller Variationsmöglichkeiten der Simulationsparameter bei Einzelhohlräumen sowie deren Betrachtungen**

<b>Simulationsparameter</b>	<b>Variation</b>		<b>Betrachtung in Kapitel</b>
<b>Startelektronen</b>	Anzahl	einzeln, mehrere	<b>3.5</b>
	Initialisierungsort	Grenzfläche	<b>3.5</b>
		halbes Potential	<b>3.5</b>
<b>Geometrie</b>	Form	Rechteck, Kreis	<b>3.5</b>
	Abmessungen	300 $\mu\text{m}$ x 500 $\mu\text{m}$ , $\varnothing = 300 \mu\text{m}$	
<b>Spannung</b>	Amplitude	2 kV, 3 kV, 5 kV	<b>3.3, 3.4</b>
	Verlauf	DC	
<b>Dielektrikum</b>	Permittivität	3	
	Barrierenstärke	5 $\mu\text{m}$ , 20 $\mu\text{m}$ , 300 $\mu\text{m}$	<b>3.4</b>
<b>Gaseigenschaften</b>	Medium, Druck	$\text{N}_2$ , $10^5 \text{ Pa}$	

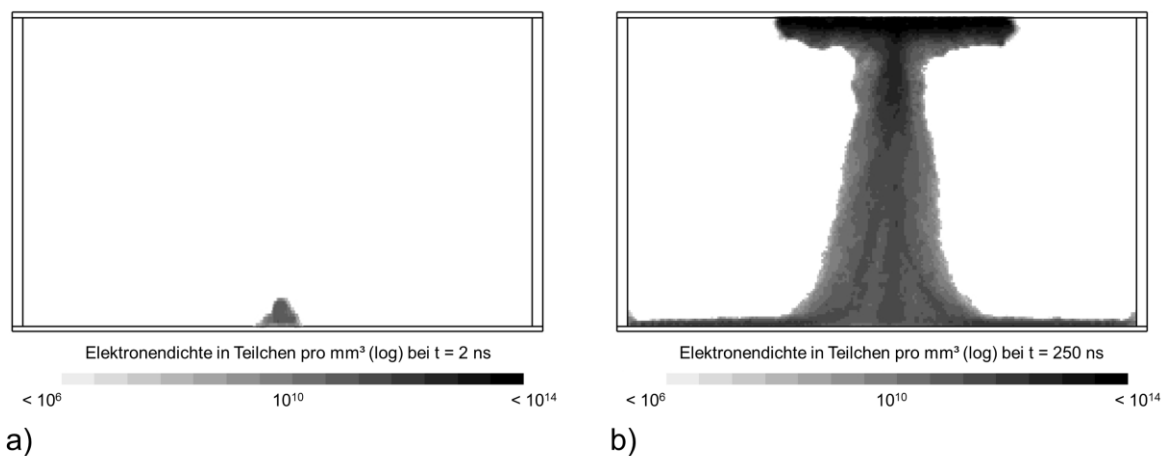
Die Variation aller Parameter ist für ausgiebige systematische Betrachtungen zu komplex. Es werden deshalb zur näheren Betrachtung aus der Tabelle 3.9 die im Rahmen dieser Arbeit wichtigsten Parameter ausgewählt und untersucht.

#### Startelektron auf halbem Potential

Zur Bereitstellung von Startelektronen sind Oberflächenprozesse in kleinen Hohlräumen am wahrscheinlichsten. Da Elektronen jedoch prinzipiell im gesamten Hohlraum und nicht nur nahe der Kathode zur Verfügung stehen können, ist der Einfluss dieses Ortes von Interesse und wird im Folgenden betrachtet. Zur Untersuchung des Einflusses der Startelektronen wird eine Variante gewählt, bei der ein Startelektron nicht wie zuvor nahe der Kathode vorhanden ist, sondern z. B. auf der halben Höhe des

Hohlraumes und sich somit nur auf dem halben Potential befindet (Position d in Bild 3.3). Hierbei ist der Weg zur Anode halb so lang und es können daher weniger Partikelinteraktionen auftreten und somit hat die Lawine einen kürzeren Weg, um sich auszubilden. Zusätzlich ist der Weg zur Kathode für die positiven Ionen etwa doppelt so lang. Für diese Simulationsvariante wird zuerst die Entladungseinsatzbedingung gemäß Kapitel 3.4 von ca.  $10^{\text{kV}}/\text{mm}$  gewählt.

Nach der Initiierung startet auch in dieser Parameterstudie das Startelektron eine Primärlawine, welche schließlich die anodenseitige Isolierstoffbarriere erreicht. Die Form der Lawine nahe der Anode besitzt etwas andere geometrische Abmessungen (siehe Bild 3.15 a) und die Elektronendichte ist hier etwa um den Faktor 10 geringer als im Fall eines kathodennahen Startelektrons (in der Größenordnung  $10^{11} \text{ mm}^{-3}$  Elektronen). Dies resultiert jedoch noch immer in einer Anzahl von ca.  $10^7$  Teilchen und ist in einer passenden Größenordnung, um nach dem Streamer-Kriterium (siehe Kapitel 2.2.3) eine Entladung ausbilden zu können. Die charakteristischen Werte der Entladung sind zusammengefasst in Tabelle 0.2 im Appendix zu finden.



**Bild 3.15 a) Elektronendichte bei einem Startelektron auf halbem Potential bei ( $t = 2 \text{ ns}$ ) und b) nach der späten Ausbildung des Entladungskanals ( $t = 250 \text{ ns}$ )**

Die Anzahl der Ionen ist kleiner als bei der Referenzsimulation. Die Ionen haben zudem einen wesentlich weiteren Weg zurückzulegen. Bei nahezu Initialbedingungen der elektrischen Feldstärke ist hier nach den einfachen Abschätzungen aus Kapi-

tel 2.2.2 von einer minimalen Zeit bis zur Sekundärlawine von über 150 ns auszugehen. Wahrscheinlicher sind hier jedoch Werte im Bereich von 170 – 250 ns.

Daher gibt es in Summe weniger positive Ionen und deren Geschwindigkeit reicht nicht aus, um Sekundärelektronen und so eine sekundäre Lawine in einer ähnlichen zeitlichen Größenordnung wie in Kapitel 3.4 zu generieren. Somit kann sich so keine Entladung innerhalb des Hohlraums in dem kurzen Zeitraum ausbilden. Die verbleibenden Elektronen an der Anode werden zudem an der Isolierstoffbarriere absorbiert und hierdurch kann der Hohlraum schließlich sogar eine kurze Zeit frei von Elektronen werden. Da die positiven Ionen in diesen Simulationen jedoch keinem Rekombinationsprozess unterliegen, erreichen sie aufgrund der elektrischen Feldverteilung zu einem späteren Zeitpunkt die Kathode und generieren dort Sekundärelektronen, so dass sich ein Entladungsprozess schließlich sehr spät doch ausbilden kann (siehe Bild 3.15 b).

Das Entladungsverhalten ändert sich hingegen bei einer höheren elektrischen Feldstärke. Bei einer Feldstärke von ca.  $16 \text{ kV/mm}$  zeigt sich die Ausbildung einer Entladung wesentlich früher im Vergleich zu dem zuvor betrachteten Fall mit ca.  $10 \text{ kV/mm}$ . Dies geschieht jedoch ebenfalls noch wesentlich später ( $> 100 \text{ ns}$ ) als bei einer Startelektroneninitialisierung nahe der Kathode, und es zeigt sich aufgrund des erhöhten elektrischen Feldes eine etwas andere Entladungsform mit einem breiteren Nebenkanaal ähnlich jenem bei mehreren Startelektronen (vgl. Bild 3.17). Dies beruht darauf, dass durch die Primärlawine nur ein geringer Bereich der Entladungsstrecke begünstigt wird (vgl. Variante mit kreisförmigem Hohlraum). Zudem ist die Lage des Startelektrons für den schnellen Entladungsaufbau wichtiger als die elektrische Feldstärke zu diesem Zeitpunkt.

Aus dem Zusammenhang zwischen Startelektronenort und Entladungsverhalten zeigt sich die Wichtigkeit des Initialisierungsortes innerhalb des Simulationsmodells für systematische Betrachtungen. Hierdurch ergibt sich die Möglichkeit, von prinzipiell begünstigten oder erschwerten Bedingungen auszugehen und damit eine Kopplung im Falle der Mehrfachhohlräume zu untersuchen.

### Startelektron nahe der Grenzfläche

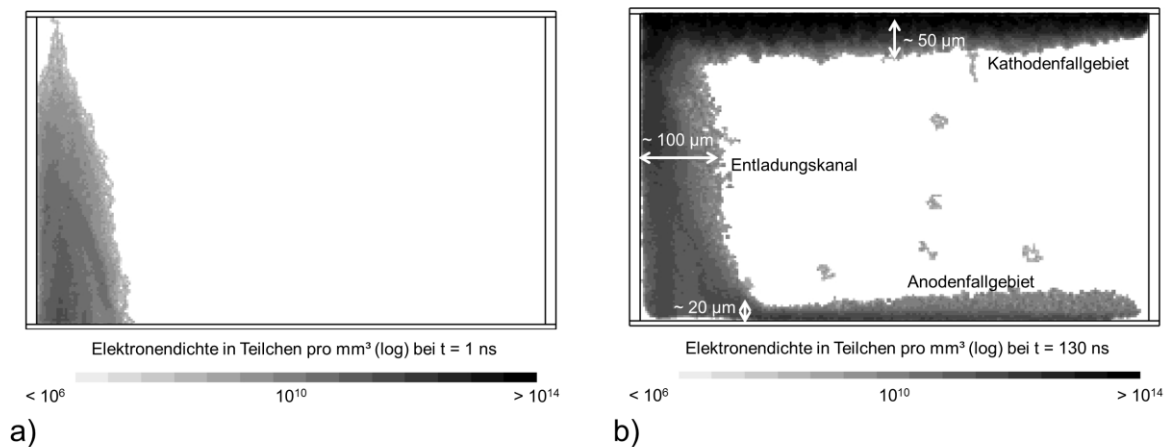
Durch den Initialisierungsort des Startelektrons kann zudem der Typ der Entladung beeinflusst werden. So wird im Vergleich zu der zuvor betrachteten Volumenentladung mit Anteilen einer Oberflächenentladung (vgl. Kapitel 3.4) eine typische Grenzflächenentladung durch Startelektronen nahe dieser nachgebildet und betrachtet (vgl. [Hil13]).

Grenzflächenentladungen sind elektrische Entladungsvorgänge an Grenzflächen zwischen einem Dielektrikum und einem Gas. Aufgrund der Grenzfläche sind die elektrischen Feldstärken anders ausgeprägt als bei einer Volumenentladung im Gasraum. Zudem spielen Oberflächenladungen bei Grenzflächenentladungen eine große Rolle und beeinflussen das Verhalten.

Um eine Grenzflächenentladung zu starten, wird das Startelektron nahe dieser Grenzfläche initiiert (Position a bzw. b in Bild 3.3). Der genaue Ort hat jedoch einen sehr großen Einfluss auf das Verhalten, da bei wenigen Ladungsträgern und zu großer Nähe dieser zu der Grenzfläche die mögliche Absorption und Aufladung der Isolierstoffoberfläche eine besonders wichtige Rolle spielt. Bei Initiierung von Startelektronen sehr nahe an der Grenzfläche (mit 5  $\mu\text{m}$  Abstand zu dieser, vgl. [Hil13]) zeigt sich, dass nur eine geringe Anzahl an Elektronen durch das Startelektron generiert wird. Diese können wiederum an der Isolierstoffoberfläche absorbiert werden. Aufgrund der geringen Anzahl und der Nähe zur Isolierstoffoberfläche kann eine vollständige Absorption aller Elektronen stattfinden. Hier ist somit keine Lawinenbildung möglich, da sich selbst keine Primärlawine (vgl. Kapitel 3.4) ausbilden kann. So hat sich bei einer Simulation beispielsweise 1 ns nach Startelektroneninitialisierung noch eine geringe Elektronendichte finden lassen, welche hingegen nach 2 ns bereits nicht mehr vorhanden, sondern absorbiert ist. Der Abstand der Startelektroneninitialisierung zur Grenzfläche ist auch abhängig von der Diskretisierung des Rechengitters.

Mit einer Steigerung des Abstandes zur Grenzfläche (beispielsweise mit 15  $\mu\text{m}$  Abstand, vgl. [Hil13]) ist ein anderes Entladungsverhalten zu beobachten. Hier werden die Elektronen nun nicht mehr komplett absorbiert und es kann eine Grenzflächenentladung gesehen werden. Es wird hier eine Primärlawine gestartet (Bild 3.16 a). Aufgrund der Nähe zur Oberfläche wird jedoch ein Teil der Elektronen zur Oberfläche

hin abgelenkt und dort absorbiert. Sie bilden so einen Bereich mit injizierten Ladungsträgern aus. Dies führt zunächst zu einer Oberflächenladung und dadurch wiederum zu einer geringen Abschwächung des elektrischen Feldes. Somit wird eine Verzögerung in der Ausbildung der Sekundärlawinen und daher des Entladungskanals bedingt.



**Bild 3.16 a) Elektronendichte bei der Primärlawine einer Grenzflächenentladung ( $t = 1 \text{ ns}$ ) und b) nach der Entladung mit den typischen Gebieten und Abmessungen ( $t = 130 \text{ ns}$ )**

Die Grenzflächenentladung breitet sich ebenfalls auf den elektrodennahen Isolierstoffbarrieren aus. Aufgrund der neuen Feldkomponente entlang der Oberfläche durch die hohen Ladungsträgerdichten wird wie bei der Volumenentladung die Ausbreitung auf der Isolierstoffbarriere begünstigt. Die hohen Ladungsträgerdichten und somit reduzierten Geschwindigkeiten führen in Zusammenarbeit mit den nahe der Elektroden absorbierten Ladungsträgern auch hier wieder zu einem feldfreien Raum (mit  $E < 50 \text{ V/mm}$ ) nach der Entladung. Die Abmessungen der typischen Gebiete (vgl. Bild 3.16 b mit Bild 3.14) sind bezogen auf die Volumenentladung ähnlich.

Aus dem Verhalten der Grenzflächenentladungen ergibt sich ein relativ geringer Unterschied im Vergleich zu den Volumenentladungen (aus Kapitel 3.4). Die charakteristischen Werte der Grenzflächenentladung sind zusammengefasst in Tabelle 0.3 im Appendix zu finden. Es kann jedoch als spezieller Einfluss der Grenzfläche auf die Entladung weiterhin zwischen senkrecht und tangential zur elektrischen Feldrichtung

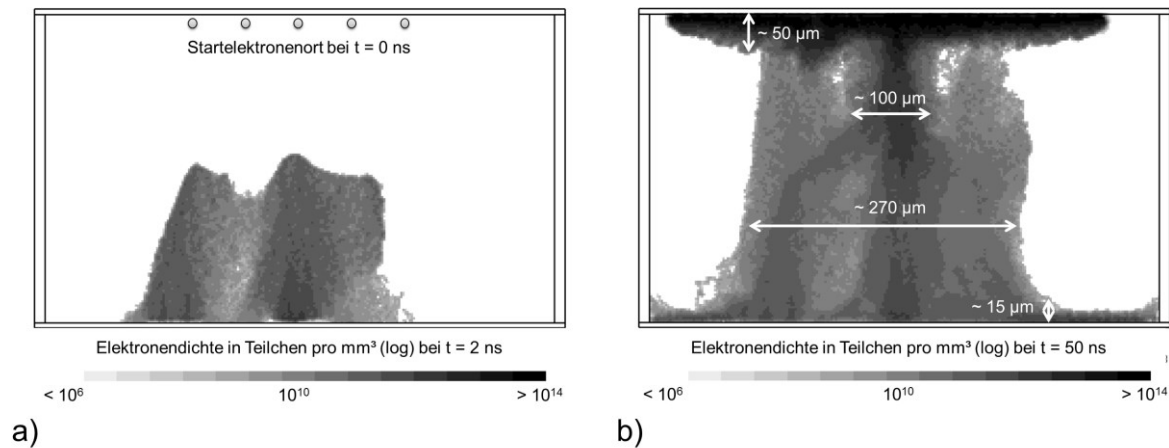
verlaufenden Grenzflächen unterschieden werden. Bei einer senkrecht zum elektrischen Feld stehenden Isolierfläche (nahe den Elektroden) zeigt sich in der Simulation von dielektrischen Barrierenentladungen eine gute Übereinstimmung mit dem makroskopischen Verhalten von typischen Gleitentladungen (vgl. [Küc09], [Hil13]). Die Gleitentladung sorgt dafür, dass die Grenzflächenentladung und Volumenentladung dieselben Ergebnisse erzielen. Dies ist jedoch bei einer dickeren Isolierstoffbarriere weniger ausgeprägt (vgl. Kapitel 3.4 sowie Bild 0.8 im Appendix). Bei den tangential zum elektrischen Feld befindlichen Bereichen (seitliches Dielektrikum) zeigt sich die Aufbringung von Oberflächenladungen. Diese können dann die nächste Entladung begünstigen (vgl. [Erm08]). Dieser Effekt beruht u. a. auf den höheren elektrischen Feldstärken nahe dem Tripelpunkt. Das Feld ist in den Simulationen in diesen Bereichen ebenfalls geringfügig erhöht. Die Volumenentladungen laufen schneller als die Oberflächenentladungen ab (vgl. [Gib00]).

### Mehrere Startelektronen

Startelektronen können nicht nur einzeln, sondern auch in großer Anzahl bzw. breit verteilt vorhanden sein [Mes10]. Bei z. B. Braun [Bra92] wird so als Initialbedingung der Entladung von einer breiten Elektronendichte (Gauß-Verteilung nahe der Kathode in Summe mit  $10^2$  bis  $10^6$  Startelektronen) ausgegangen. Um weiterhin den Einfluss des einzelnen Startelektrons innerhalb eines Hohlraums besser bewerten zu können, werden zudem Simulationen mit mehreren Startelektronen vorgenommen. Hierzu werden die Startelektronen regelmäßig angeordnet (vgl. Bild 3.17 a). Es werden Untersuchungen mit fünf Startelektronen nahe der Kathode vorgestellt (vgl. [Hil12]).

Bei mehreren Startelektronen unter ähnlichen Bedingungen wie Startort sowie lokale elektrische Feldstärke starten ebenfalls mehrere Primärlawinen. Diese sind jedoch nicht vollständig symmetrisch und es kann hieran gut das statistische Verhalten der Simulationsmethode erkannt werden. Die Primärlawinen erreichen schließlich die anodenseitige Isolierstoffbarriere, und die Ladungsträgerdichten verweilen einige Nanosekunden ähnlich wie bei einer einzelnen Primärlawine (Bild 3.17 a).





**Bild 3.17 a) Elektronendichte der Primärlawine mit fünf Startelektronen bei Erreichen der Anode ( $t = 2$  ns) und  
b) nach der Entladung mit typischen Gebieten und Abmessungen ( $t = 50$  ns)**

Die positiven Ionen wandern zur Kathode und generieren Sekundärelektronen und diese wiederum Sekundärlawinen. Der Ort der Ausbildung der ersten Sekundärlawine ist durch die Wahrscheinlichkeit der Bereitstellung eines weiteren Startelektrons bedingt (siehe Bild 0.9 im Appendix). Diese erste Sekundärlawine prägt jedoch bis zu einem gewissen Grad das Ausbilden der weiteren Sekundärlawinen und somit des Entladungskanals. Sobald sich der Entladungskanal gebildet hat, findet eine Ausbreitung der Elektronen auf der kathodenseitigen Isolierstoffoberfläche statt. Hierdurch ergeben sich wiederum andere Feldverzerrungen und bestimmte Bereiche sind begünstigt, weitere Sekundärlawinen auszubilden. Dies geschieht trotz des bereits bestehenden Entladungskanals im Gegensatz zu Betrachtungen mit nur einem Startelektron (vgl. Appendix, Bild 0.10). Dieses Verhalten beruht auf dem Gleichgewicht aus vorionisiertem Bereich und Ionenrückwirkung sowie Generierung von Sekundärelektronen.

Diese weiteren Sekundärlawinen sowie die Residualladungen der Primärlawinen führen dazu, dass sich hier, im Gegensatz zu der Einzelentladung, der Entladungskanal wesentlich breiter ausbilden kann (siehe Bild 3.17 b mit ca. 270  $\mu\text{m}$  im Vergleich zu z. B. Bild 3.14 mit  $\sim 100$   $\mu\text{m}$ ). Es ist jedoch ein Hauptentladungskanal mit einer wesentlich höheren Elektronendichte durch die erste Sekundärlawine vorhanden, wel-

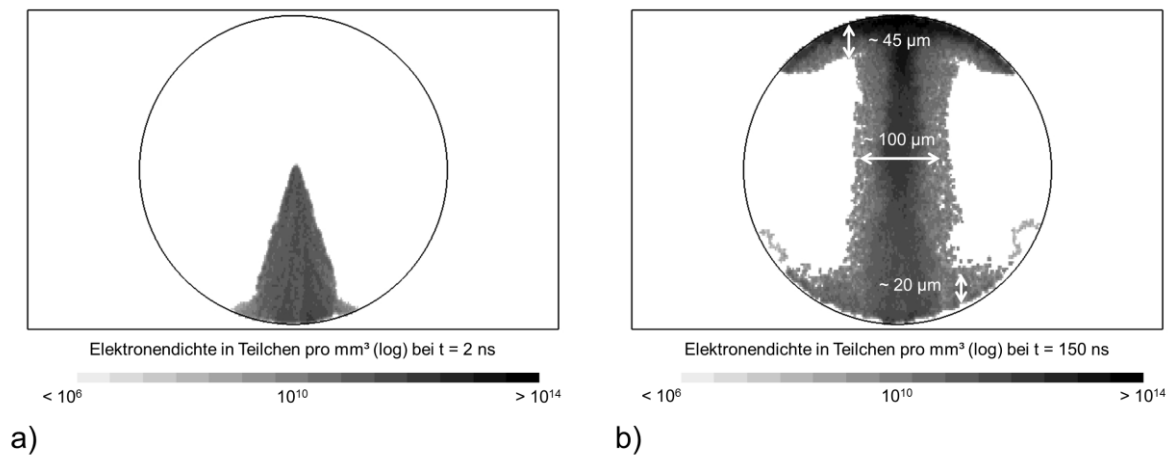
cher wiederum dem Entladungskanal bei einzelnen Startelektronen ähnlich ist ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ). Die Nebenbereiche in Bild 3.17 b sind sehr gering ausgeprägt und wären messtechnisch (z. B. optisch oder elektrisch) nicht erfassbar und sind nur aufgrund der logarithmischen Darstellung in Bild 3.17 b zu sehen (vgl. Kapitel 3.3.4). Die Entladungen laufen hingegen etwas schneller ab. Dieses Verhalten ist durch die Verstärkung des elektrischen Feldes in Vorwachsrichtung des Entladungskanals aufgrund der fünf Primärlawinen erklärbar. Die Elektronendichten sind hingegen nur sehr geringfügig erhöht. Die charakteristischen Werte der Entladung sind zusammengefasst in Tabelle 0.4 im Appendix zu finden.

Bezugnehmend auf den sehr ausgeprägten Hauptentladungskanal ergeben sich ähnlich Entladungsprozesse wie bei einzelnen Startelektronen. Durch die bessere Zuordnung werden so bei den Mehrfachhohlraumgeometrien einzelne Startelektronen genutzt, da zudem eine Übertragbarkeit von einzelnen auf mehrfache Startelektronen gegeben ist.

### Kreisförmiger Mikrohohlraum

Zur Beurteilung des Einflusses der Hohlraumgeometrie auf das Entladungsverhalten wird als Modell für einen Gaseinschluss ein kreisförmiger Einzelhohlraum betrachtet. Dieser wird in der Größenordnung der anderen Einzelhöhlräume mit einem Durchmesser von  $300 \mu\text{m}$  gewählt. Alle weiteren Parameter entsprechen den zuvor getroffenen Randbedingungen. Zusätzlich ergibt sich hier eine stellenweise stärkere dielektrische Barriere aufgrund der Modellgeometrie. Aufgrund der Potential-Randbedingungen (oben Kathode mit  $\varphi_0 = 0 \text{ kV}$ , unten Anode mit  $\varphi_1 = 3 \text{ kV}$ ) befindet sich im kreisförmigen Hohlraum kein Homogenfeld. Das elektrische Feld reicht von  $E_{\min} = 8 \text{ kV/mm}$  (oben und unten) bis zu  $E_{\max} = 13 \text{ kV/mm}$  (an den Seiten). Die elektrische Feldverteilung bei der Initiierung kann dem Appendix (Bild 0.11) entnommen werden.

Das Startelektron wird kathodennah im schwächeren elektrischen Feld initiiert und startet die Primärlawine, welche wie zuvor anodennah einige Nanosekunden verweilt (Bild 3.18 a). Sobald über die Ionenrückwirkung Sekundärelektronen und -lawinen generiert werden, beginnt sich der Entladungskanal zu bilden.



**Bild 3.18 a) Elektronendichte der Primärlawine in einem kreisförmigen Hohlraum ( $t = 2 \text{ ns}$ ) und b) nach der Entladung mit Abmessungen ( $t = 150 \text{ ns}$ )**

Nach der Entladung kann das typische Entladungsmuster (Bild 3.18 b) vergleichbar mit dem Einzelhohlraum mit sehr ähnlichen Abmessungen gesehen werden und der kreisförmige Hohlraum weist ebenfalls eine reduzierte elektrische Feldstärke ( $E < 50 \text{ V/mm}$ ) auf. So bildet sich die Entladung trotz der inhomogenen Initialisierungsfeldstärke wie bei den vorherigen Betrachtungen aus. Zudem ist erneut die vorionierte Strecke durch die Primärlawine (mittig) dominant im Vergleich zu dem um ca. 60 % erhöhten elektrischen Feld (seitlich) bezüglich des Ortes des Entladungskanals (vgl. Appendix, Bild 0.11). Daher bildet sich hier eine Volumen- und keine Grenzflächenentladung aus. Die charakteristischen Werte der Entladung sind zusammengefasst in Tabelle 0.5 im Appendix zu finden.

Die Geometrie des Einzelhohlraumes ist in gewissen Grenzen folglich nicht maßgeblich für das Entladungsverhalten verantwortlich. Die Entladungsbildung und Formprägung wird vielmehr von dem Startelektronenort sowie der daraus resultierenden Form der Primärlawine geprägt. Hierdurch zeigt sich die Eignung eines zylindrischen (3D) bzw. eines auf symmetrischen Randbedingungen basierenden scheibenförmigen (quasi-2D) Simulationsmodells, da eine Übertragbarkeit der Modellgeometrie auf reale Anordnungen trotz dort eventuell auftretender kugelförmiger Hohlräume gegeben ist.

### 3.6 Exemplarische Betrachtung der Entladungsströme

Für Teilentladungen sind die im Hohlraum während der Entladung fließenden Ströme von großer Bedeutung, da diese in direktem Zusammenhang mit der umgesetzten Energie und somit der Degradationswirkung stehen [Kur93]. So entsprechen die auf der Oberfläche angelagerten oder absorbierten Elektronen dem Strom, welcher wiederum über die Zeit integriert die wahre Ladung der Teilentladung ist. Diese wahre Ladung kann in den allermeisten Fällen nicht messtechnisch erfasst werden. Für eine Aussage bleibt also nur die Möglichkeit der Modellbildung oder Simulation [Koe93].

In diesem Kapitel werden erste einfache Gedankengänge zur Beurteilung der wahren Ladung in einem Mikrohohlraum exemplarisch dargestellt. So werden daher zuerst mittels Simulation die im Hohlraum angelagerten Elektronen auf der anodenseitigen Barrierenoberfläche bestimmt. Die noch im Hohlraum verbliebenen Ladungsträger werden hingegen aufgrund schwieriger Erfassbarkeit vernachlässigt. Hierzu wird exemplarisch das Vorgehen anhand der Simulationen aus Kapitel 3.4 vorgestellt. Zur Umrechnung der pro Zeit absorbierten Ladungsträger (bezogen auf das Rechengitter) wird Gleichung (3.2) genutzt:

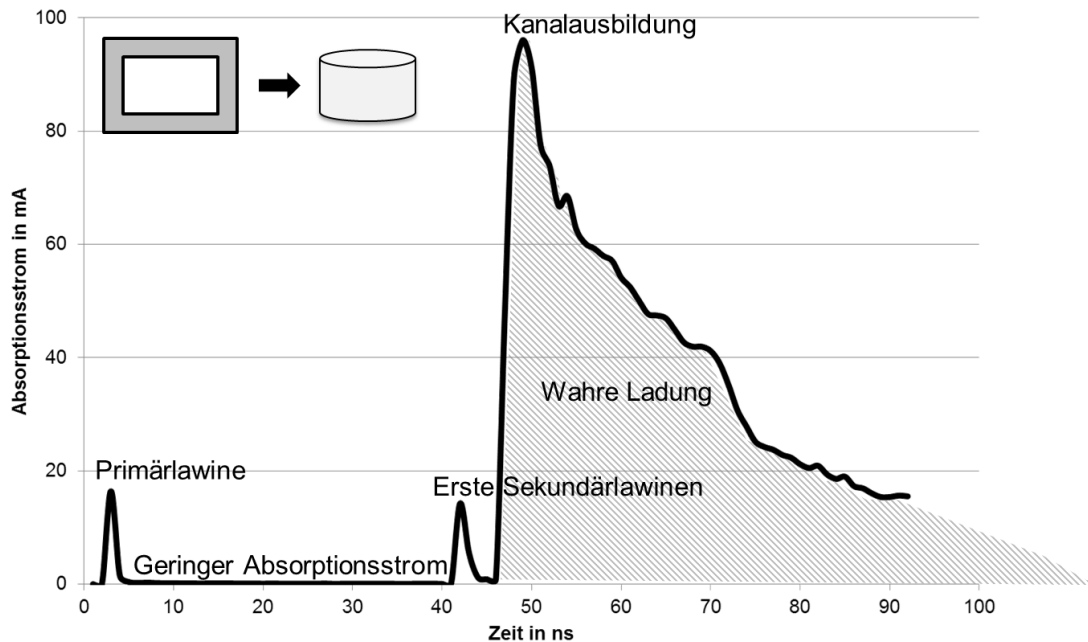
$$\frac{1}{n_z} \cdot \left( \sum_{i=1}^{n_z} absorption\_e_i \right) \cdot A_{anode} \cdot q_e = I_{absorption} \quad (3.2)$$

Es erfolgt zu der Bestimmung des Absorptionsstroms  $I_{absorption}$  je Zeitschritt eine Mittelwertbildung der pro Zeit absorbierten Elektronen  $absorption\_e$  über alle Simulationzellen  $n_z$  auf der anodenseitigen Barrierenoberfläche. Dieser Wert wird wiederum auf eine kreisförmige Fläche  $A_{anode}$  (bei zylindrischem Volumen) bezogen und mit der Elementarladung  $q_e$  multipliziert.  $A_{anode}$  entspricht so einer kreisförmigen Fläche, die dem Modell in dem Durchmesser der Anoden gleicht (vgl. Bild 0.18 im Appendix).

Um aus dem Absorptionsstrom die wahre Ladung  $q_w$  zu erhalten, erfolgt eine Integration über die Zeit  $t$  gemäß Gleichung (3.3).

$$q_w = \int I_{absorption} dt \quad (3.3)$$

Ein sich hieraus ergebender exemplarischer Verlauf des Absorptionsstromes für einen zylindrischen Einzelhohlraum kann Bild 3.19 entnommen werden.



**Bild 3.19 Exemplarischer Absorptionsstrom durch die Elektronen an der Kathode eines Einzelhohlraums**

In Bild 3.19 können die verschiedenen Abschnitte des Stromes gesehen werden. Direkt nach Simulationsbeginn trifft die Primärlawine auf die Anode auf (vgl. Bild 3.10), welche messtechnisch in der Regel jedoch nicht erfassbar ist (vgl. Kapitel 3.4). Darauf folgt ein geringer Absorptionsstrom, welcher auf der Absorption der restlichen Elektronen der Primärlawine basiert. Diese Phase ist in dem exemplarischen Verlauf gemäß Bild 3.19 aufgrund des statistischen Verhaltens mit mehr oder weniger ionisierenden Stößen aufgrund der Simulationsmethode (vgl. Kapitel 3.1) in diesem Beispiel jedoch sehr lang und fällt bei anderen Simulationen (in dieser Arbeit) zumeist kürzer aus. Sobald die positiven Ionen an der Kathode ein Elektron herauslösen, bildet sich eine Sekundärlawine, welche sehr schnell von weiteren Sekundärlawinen gefolgt auftritt und zur Kanalausbildung führt (vgl. Bild 3.12). Hier tritt die höchste Stromspitze gefolgt von einem abklingenden Strom auf. Über diesen Bereich ergibt das Integral schließlich die wahre Ladung gemäß Gleichung (3.3). Für den Verlauf

gemäß Bild 3.19 ergibt sich so die wahre Ladung zu  $q_w \sim 2250$  pC bei einem zylindrischen Hohlraum mit 300  $\mu\text{m}$  Höhe und 500  $\mu\text{m}$  Durchmesser bei 3 kV. Typische mit der konventionellen TE-Messtechnik (vgl. [IEC00]) erfassbare scheinbare Ladungen  $q_s$  bei ähnlichen Geometrien, jedoch einem dickeren Dielektrikum, sind um ca. einen Faktor von 100 geringer. Bei diesen kann jedoch wiederum nur die scheinbare Ladung erfasst werden. Daher wird eine weitere Abschätzung auf Basis einer einfachen Ersatzkapazität durchgeführt. Gemäß dem vereinfachten Modell als Ersatzkapazität ergibt sich für den zylindrischen Hohlraum jedoch gemäß Gleichung (0.1) (siehe Appendix) eine maximale Hohlraumkapazität von 5,8 fF. Dies führt wiederum mit der über den Hohlraum anliegenden Spannung zu einer maximalen Ladung  $q_{C,max}$  von nur ca. 18 pC. Laut Tröger [Trö09] sind so bei Hohlräumen mit einem Durchmesser von weniger als 100  $\mu\text{m}$  Ladungsmengen von ca. 83 pC erreichbar. Diese Abschätzungen sind jedoch nur für Anwendungen in energietechnischen Größenordnungen mit großen Dielektrikumdicken bei kleinen Hohlräumen sinnvoll. Insbesondere bei dünnen Dielektrika liefern die Berechnungen von Wetzer [Wet89] oder Gaxiola [Gax95] wesentlich bessere Ergebnisse. Hierbei wird zusätzlich zum Hohlraum bereits für die wahre Ladung das Rest-Dielektrikum betrachtet. Die vereinfachte Berechnung der Kapazität des Rest-Dielektrikums beträgt so ca. 0,522 pF (vgl. Gleichung (0.2) im Appendix). Hieraus ergibt sich eine maximale wahre Ladung von ca. 1600 pC. Dieser Wert liegt nah bei den in dieser Arbeit anhand der Simulationen bestimmten wahren Ladungen. Bei den über die Ersatzkapazität gemachten vereinfachten Berechnungen werden jedoch nicht die abfließenden Ladungsträger, sondern lediglich ein stationärer Wert gemäß der vorhandenen Oberflächenladungen betrachtet. Trotz anliegendem Gleichfeld liegt hier jedoch ein nicht-stationäres Verhalten vor. Zudem werden hier nur die Elektronenströme betrachtet. Hierdurch ergibt sich nur ein Großteil der wahren Ladungen innerhalb des Hohlraumes. Die wahre Ladung ist mit der scheinbaren Ladung über die Polarisierung verknüpft. So wirkt nur ein Teil davon auf den Messkreis ein und die scheinbare Ladung ist kleiner als die wahre Ladung (vgl. Kapitel 2.1.1). Dieser Effekt ist besonders groß bei großen Dielektrika und kleinen Hohlräumen (vgl. [Wet89]). Zur vollständigen Beschreibung insbesondere der scheinbaren Ladung muss ebenfalls die Ladungsmenge der positiven Ionen betrachtet werden. Der daraus resultierende Ionenstrom weicht erheblich vom Elektronenstrom ab (vgl. [Bar02]). Hiermit kann schließlich eine Abschätzung über den Entladungsdipol zur scheinbaren Ladung durch die Polarisierung des umgeben-

den Isoliermediums gezogen werden (vgl. z. B. [Kur93], [Ped95]). Die Kenntnis über dieses Verhalten ist insbesondere für die breitbandige Teilentladungsmesstechnik von Bedeutung. Hier wird die Skalierung (von  $q_{s,m}$  und  $q_s$ ) jedoch über eine vereinfachte Kalibrierung erreicht, sodass die wahre Ladung nahezu immer unbekannt bleibt.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Betrachtungen sind als exemplarisches Herangehen über die getrennten Ladungen im Hohlraum bis zur wahren Ladung zu sehen und werden in nachfolgenden Arbeiten weiter thematisiert werden. Sie ergeben jedoch bereits anhand der zutreffenden Abschätzungen einen ersten Eindruck in die Thematik der Bestimmung der wahren Ladungen. Als weiterer kurzer Ausblick kann das exemplarische Verhalten einer Mehrfachhohlraumgeometrie zudem dem Appendix entnommen werden.





## **4 Modellbildung für poröse Medien**

Zur Modellbildung für poröse Medien werden nach der Verifikation des Simulationsprogrammes im Folgenden zuerst Simulationen multipler Mikrohohlräume in den jeweiligen grundlegenden Elementarzellen vorgestellt und bewertet. Hieran schließen sich eine Diskussion der Entladungsphänomene und die Betrachtung der Grenzen der Modellbildung an.

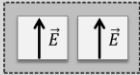
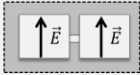
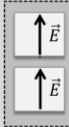
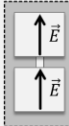
### **4.1 Multiple benachbarte Hohlräume**

Der Ablauf einer Entladung in einem Einzelhohlraum als Referenzmodell wird bereits in Kapitel 3.4 gezeigt. Ebenfalls wird er in [Hil12] dargestellt. Dies dient als Referenzmodell und Eignungsprüfung des Simulationstools. Die Betrachtung der Entladungsvorgänge in einzelnen Hohlräumen wird in der Literatur (z. B. [Gib12]) vereinzelt beschrieben. Für die Ausbreitung von Entladungen in multiplen Hohlräumen und deren ausführliche Vorgangsbeschreibung finden sich jedoch keine ausreichenden systematischen Behandlungen. Ein erster Ansatz mit einem Fluid-Modell findet sich hierzu bei Ermel [Erm09]. Daher werden in dieser Arbeit Modellbildungen von porösen Werkstoffen anhand von grundlegenden Elementarzellen (vgl. Bild 1.1) durchgeführt. Daher erfolgt die Anwendung der Modellvorstellungen für einen Einzelhohlraum auf zwei benachbarte Hohlräume.

Zur Untersuchung der modellhaften Ausbreitung in multiplen Mikrohohlräumen sind verschiedene Zusammensetzungen der Einzelhohlräume möglich. Zur systematischen Untersuchung werden alle Hohlräume gleich groß gewählt. Diese Arbeit beschränkt sich auf die grundlegenden Wechselwirkungen zweier benachbarter Hohlräume. Erste Ansätze für die Modellbildung von Mikroplasmaausbreitung in Mikrohohlräumen sollen auf diese Weise gewonnen werden. So gibt es die Variation, offenzellige oder geschlossenzellige Mikrohohlräume nachzubilden. Hierbei wird eine Verbindung zwischen den Hohlräumen oder im zweiten Fall eine Trennwand benötigt. Zudem ergibt sich die interessante Variation der Lage der Hohlräume zueinander bezogen auf das äußere elektrische Feld. Die Hohlräume können zum elektrischen

Feld entweder parallel nebeneinander oder aber seriell hintereinander liegen. Dies ergibt folglich vier grundlegende Kombinationsmöglichkeiten, also vier grundlegende Elementarzellen (vgl. Bild 1.1 und Tabelle 4.1). Alle weiteren Konfigurationen ergeben sich durch unterschiedliche Superposition dieser Grundtypen.

**Tabelle 4.1 Betrachtete Elementarzellen der multiplen Hohlräume mit den jeweiligen Kapiteln**

Elementarzelle	Bezeichnung	Betrachtung
	parallel getrennt	Kapitel 4.1.1
	parallel verbunden	Kapitel 4.1.2
	seriell getrennt	Kapitel 4.1.3
	seriell verbunden	Kapitel 4.1.4

Das elektrische Feld ist bei allen Elementarzellen-Konfigurationen im Hohlraum während der Initialisierung homogen. Lediglich an den äußeren Kanten innerhalb des Gasvolumens gibt es, wie bei den Einzelhohlräumen, gering ausgedehnte Bereiche ( $< 10 \mu\text{m}$ ) mit elektrischen Feldstärken, welche die Homogenfeldstärke um ca. 14 % überschreiten. Zudem gibt es bei etwaigen Verbindungsöffnungen leichte Verzerrungen des elektrischen Feldes. Diese bilden jedoch für die Entladungsausbreitung die Realität nach, da sie bei realen Anordnungen ebenfalls vorhanden sind.

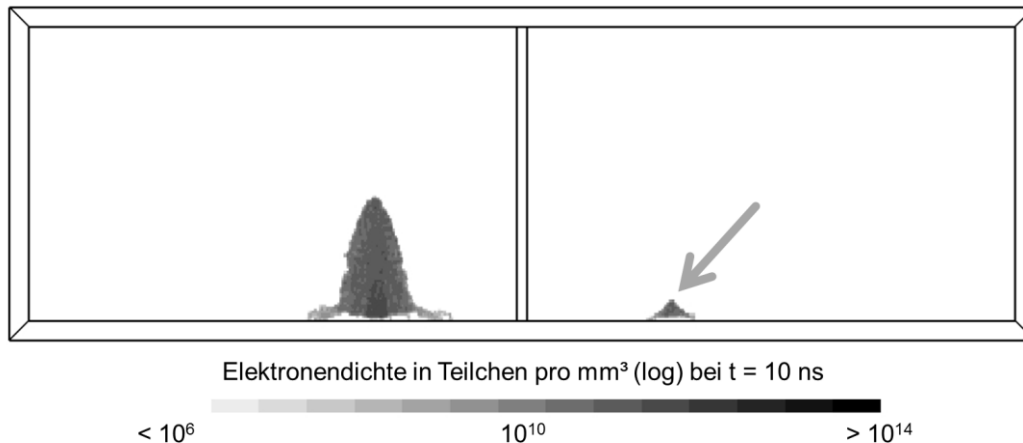
#### 4.1.1 Parallele getrennte Mikrohohlräume

In diesem Kapitel werden zwei voneinander getrennte Hohlräume in Feldrichtung parallel nebeneinander untersucht. Dieses Modell bildet eine der beiden Grundkonfigurationen bzw. Elementarzellen eines geschlossenzelligen porösen Werkstoffes

nach. Das Modell mit den Randbedingungen und charakterisierenden Größen wird bereits in Kapitel 3.3.2 (siehe Bild 3.4) vorgestellt (vgl. [Hil14]).

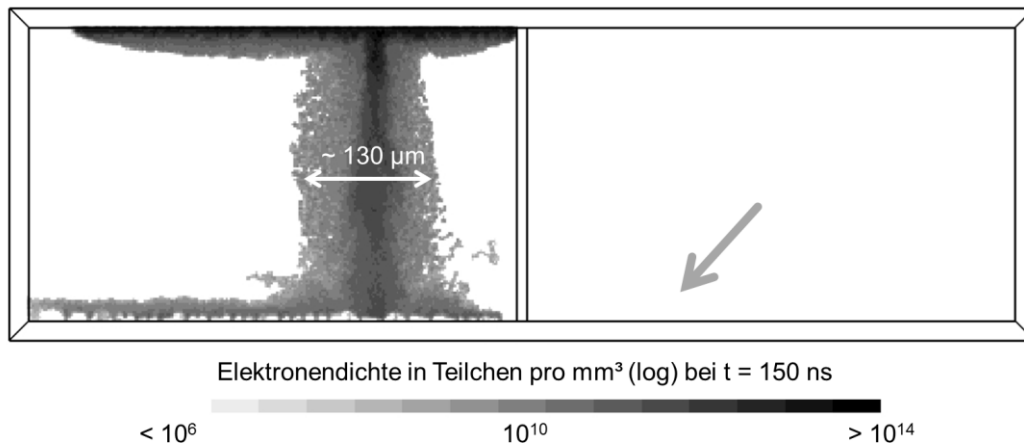
Zur Untersuchung der Fragestellung, ob sich benachbarte Entladungen beeinflussen, wird ein Startelektron in dem linken Mikrohohlraum nahe der Kathode platziert (Bild 3.4, Position b) sowie ein weiteres in dem rechten Mikrohohlraum in der Mitte auf halbem Potential (Bild 3.4, Position c). Hierzu wird untersucht, ob es eine positive oder negative Rückkopplung gibt. Die Startbedingung bedeutet, dass in beiden Hohlräumen Startelektronen generiert werden wie z. B. durch Oberflächenemission. Die Initialisierungsorte der Startelektronen werden so gewählt, dass in dem linken Hohlraum unter den gewählten Parametern wie üblich eine Entladung ablaufen kann und der Einfluss auf den rechten Hohlraum untersucht wird, da ein Startelektron auf halbem Potential erschwerte Bedingungen darstellt. Dies erzeugt bei den betrachteten elektrischen Feldstärken üblicherweise keinen Entladungskanal in dem untersuchten Zeitraum (vgl. Kapitel 3.5). Somit kann hier überprüft werden, ob die Verzerrung des elektrischen Feldes weit genug in den zweiten Hohlraum hineinreicht, um dort eine ausreichende Beeinflussung zu erzeugen.

Mit der Initialisierung der Simulation bei  $t = 0$  ns laufen die Primärlawinen unabhängig und ungestört voneinander ab. Beide Lawinen erreichen die Anode innerhalb weniger als einer Nanosekunde und erzeugen durch die hohe Elektronendichte eine Feldverzerrung im anodennahen Bereich. Diese Feldverzerrung kann bis zu einige zehn Nanosekunden erhalten bleiben (Bild 4.1), bis die erste Sekundärlawine startet. Das Verhalten gleicht folglich jenem in einem Einzelhohlraum gemäß Kapitel 3.4.



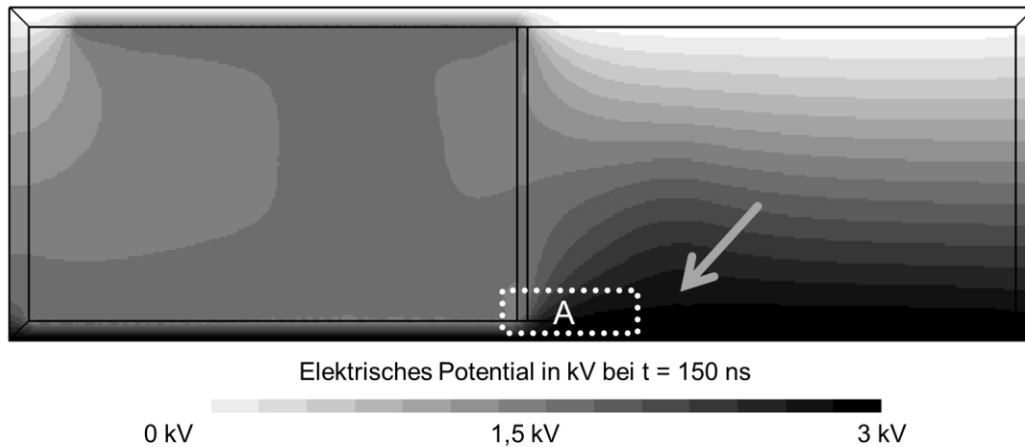
**Bild 4.1 Elektronendichte zweier Primärlawinen bei Erreichen der Anode bei parallelen getrennten Hohlräumen mit unterschiedlichen Startelektronenorten mit großer und kleiner (Pfeil) residualer Elektronendichte ( $t = 10$  ns)**

Wie bei Einzelhohlräumen erzeugen auch in diesem Modell die positiven Ionen schließlich eine Sekundärlawine in dem linken Hohlraum. Jedoch wird bei dieser Feldstärke nur in dem Hohlraum eine Sekundärlawine generiert, in dem mindestens ein Startelektron kathodennah eingebracht wird. So führt die Initialisierung eines Startelektrons in der Mitte auf halbem Potential in dem betrachteten Zeitbereich nicht zu Sekundärlawinenbildung (vgl. Kapitel 3.5). Daher kann sich in dem linken Mikrohohlraum durch mehrere Sekundärlawinen der Entladungskanal (mit ca. 130  $\mu\text{m}$ ) ausbilden, in dem rechten Hohlraum hingegen nicht. Hier werden anstelle dessen die Elektronen an der Isolierstoffbarriere absorbiert (siehe Pfeil in Bild 4.2, vgl. mit Bild 4.1). Wie bei der Parameterstudie mit Startelektron auf halbem Potential (vgl. Kapitel 3.5) kann hier jedoch auch von einer verspäteten Lawinenbildung im zweiten Hohlraum aufgrund der Randbedingungen in der Simulation ausgegangen werden.



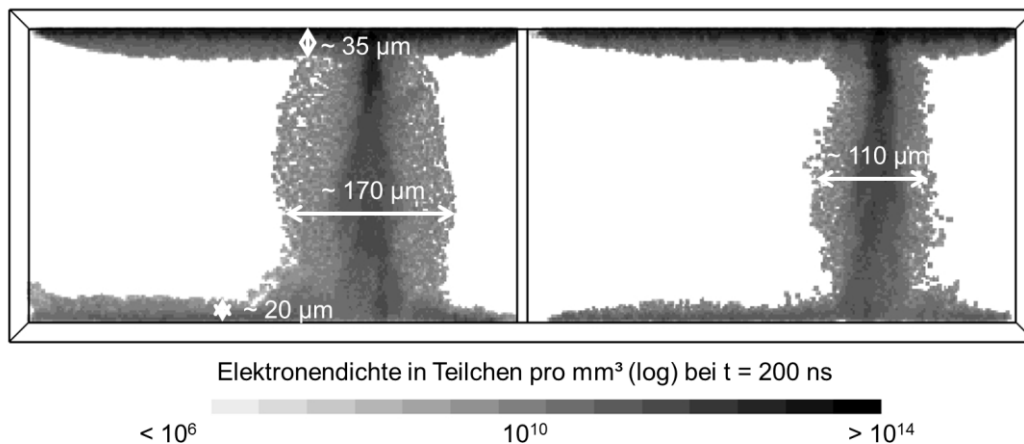
**Bild 4.2 Elektronendichte nur in einem Hohlraum bei parallelen getrennten Hohlräumen trotz Startelektronen in beiden im Vergleich zu Bild 4.1 ( $t = 150 \text{ ns}$ )**

Da mit dieser Simulation die mögliche Beeinflussung bzw. Feldkopplung untersucht werden soll, wird nun der Einfluss der Ladungsträger von dem linken auf das elektrische Feld im rechten Hohlraum genauer betrachtet. Es ist eine geringe Verzerrung des elektrischen Feldes im rechten Hohlraum sichtbar (siehe z. B. Bereich A in Bild 4.3). Diese reicht jedoch nicht weit genug in den rechten Hohlraum hinein, um das elektrische Feld dort in ausreichendem Maße zu verändern. Es findet lediglich eine Erhöhung des elektrischen Feldes in einem Bereich bis zu ca.  $60 \mu\text{m}$  in den Hohlraum hinein nahe den Barrieren bei den Elektroden statt (siehe Bild 0.13 im Appendix). Daher kann hier keine Feldkopplung in ausreichendem Maße nachgewiesen werden, um eine Entladung im zweiten Hohlraum zu begünstigen.



**Bild 4.3 Elektrische Potentialverteilung nach einer Entladung bei parallelen getrennten Hohlräumen mit reduziertem elektrischen Feld (links) und nahezu homogener Feldverteilung (rechts), Ausschnitt A ist im Appendix, Bild 0.13 separat vergrößert dargestellt ( $t = 150 \text{ ns}$ )**

Zur Bestimmung, ob hingegen eine Unterdrückung der Entladung in dem rechten Hohlraum gesehen werden kann, wird untersucht, wie sich die Entladung bei einem kathodennahen Startelektron in jedem Hohlraum verhält (an den Positionen b und d in Bild 3.4). Hierbei zeigen wiederum beide Hohlräume untereinander keine Beeinflussung und die Verzerrung des elektrischen Feldes ist sehr gering. Daher weisen beide Hohlräume ein unabhängiges Verhalten wie Einzelhohlräume gemäß Kapitel 3.4 auf und Kathoden- sowie Anodenfall sind weit ausgeprägt (siehe Bild 4.4). Die Abmessungen der Entladungskanäle unterliegen statistischen Schwankungen aufgrund des Simulationsverfahrens (vgl. Kapitel 3.1), liegen jedoch in der typischen Größenordnung. Die charakteristischen Werte der Entladung sind hierzu zusammengefasst in Tabelle 0.6 im Appendix zu finden. Die gesamte Anordnung, also beide Hohlräume, haben ein stark reduziertes elektrisches Feld ( $E < 50 \text{ V/mm}$ ) und sind so nach der Entladung nahezu feldfrei.



**Bild 4.4 Elektronendichte nach einer Entladung beider Hohlräume bei parallelen getrennten Hohlräumen und jeweils kathodennahen Startelektronenorten ( $t = 200 \text{ ns}$ )**

Aus dem Verhalten der beiden parallelen Mikrohohlräume lässt sich im Falle der ungewünschten Teilentladungen eine unkritische Geometrie ableiten, da eine Feldkopplung relativ unwahrscheinlich ist. Einfache elektrostatische Feldsimulationen (vgl. [Trö09]) lassen hingegen eine möglicherweise kritische Kopplung der parallelen Hohlräume vermuten. Eine Erklärung hierzu kann über die Simulationstechnik der entladenen Mikrohohlräume erfolgen. Es wird so von Tröger [Trö09] ein kugelförmiger vollständig entladener gleichmäßiger Hohlraum (metallisch mit Ladungen) angenommen. Dieses Verhalten kann jedoch auf Teilchenebene aufgrund der nicht idealen Begebenheiten nicht bestätigt werden. Daher besitzt die Beschreibung rein idealisierter Vorstellungen auf Basis idealisierter elektrostatischer Betrachtungen Grenzen in der Bewertung der Entladungsausbreitung.

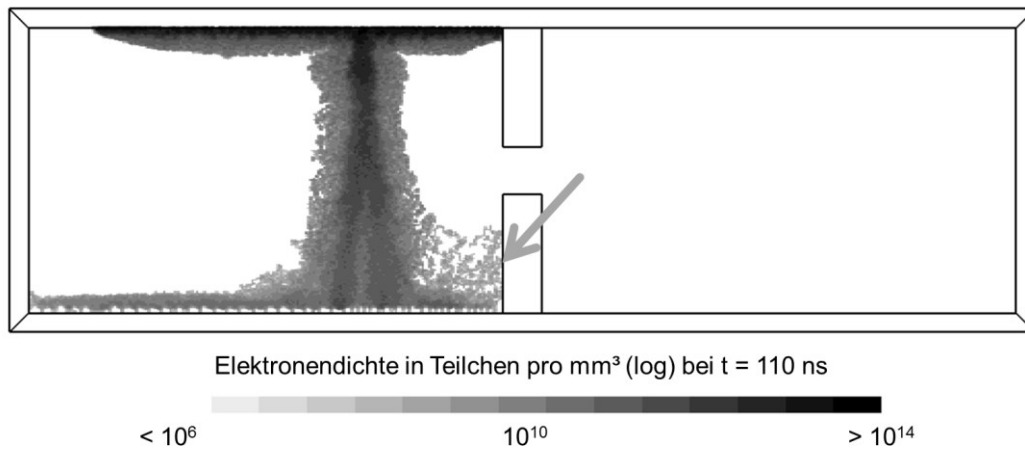
#### 4.1.2 Parallele verbundene Mikrohohlräume

In diesem Kapitel werden zwei miteinander verbundene Hohlräume in Feldrichtung parallel nebeneinander untersucht. Dieses Modell bildet daher die nächste der beiden Grundkonfigurationen eines geschlossenzelligen porösen Werkstoffes nach. Das Modell mit den Randbedingungen und charakterisierenden Größen wird in Kapitel 3.3.2 (siehe Bild 3.4) vorgestellt (vgl. [Hil14]).

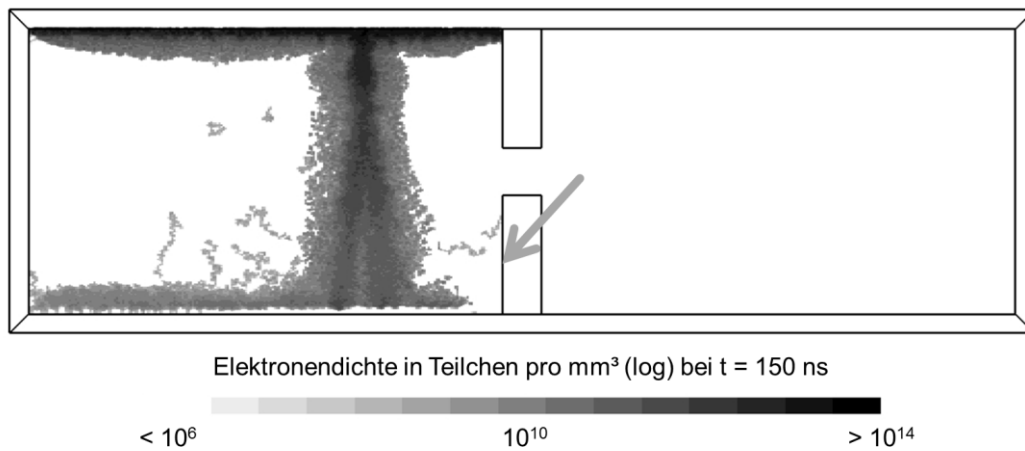
Beide Hohlräume sind in der ersten Variante in der Mitte der Hohlräume bei einer Isolierstofftrennwand mit der Breite von 40  $\mu\text{m}$  außerhalb der Fallgebiete miteinander verbunden (Bild 3.4, Verbindung an Position II). Ein Startelektron wird in dem linken Hohlraum nahe der Kathode platziert (Bild 3.4 an Position b). Es wird die mögliche Ausbreitung der Elektronen von einem in den anderen Hohlraum und somit eine mögliche Teilchenkopplung untersucht. Mit Beginn der Simulation bei  $t = 0 \text{ ns}$  startet die Primärlawine und die positiven Ionen generieren Sekundärlawinen wie in einem Einzelhohlraum (vgl. Kapitel 3.4). Während der Kanalausbildung kann kein Einfluss der Verbindungsöffnung gesehen werden und somit werden vergleichbare Ergebnisse zu der geschlossenen Variante trotz nur eines Startelektrons erzielt (vgl. Kapitel 4.1.1). Das elektrische Potential zeigt hier eine vernachlässigbare Verzerrung des elektrischen Feldes in dem rechten Hohlraum (siehe Appendix, Bild 0.12).

Darauffolgend bilden die Ladungsträger die Anoden- und Kathodenfallgebiete aus. Im Bereich des Anodenfalls bewegen sich die Elektronen an der Trennwand entlang in Richtung Verbindungsöffnung (Pfeil in Bild 4.5). Diese Bewegung findet aufgrund der elektrischen Feldverteilung durch die Raumladungsträgerdichten entgegen der Bewegungsrichtung durch das Führungsfeld statt. Die Elektronen gelangen jedoch nicht durch die Öffnung, sondern werden an der Wand absorbiert und erschaffen einen nahezu ladungsträgerfreien Bereich (Pfeil in Bild 4.6). Dieses Verhalten beruht auf den elektrischen Feldverhältnissen nahe der Isolierstoffbarriere zusammen mit den hohen Ladungsträgerdichten und den absorbierten Ladungsträgern, welche die Feldrichtung lokal umkehren.





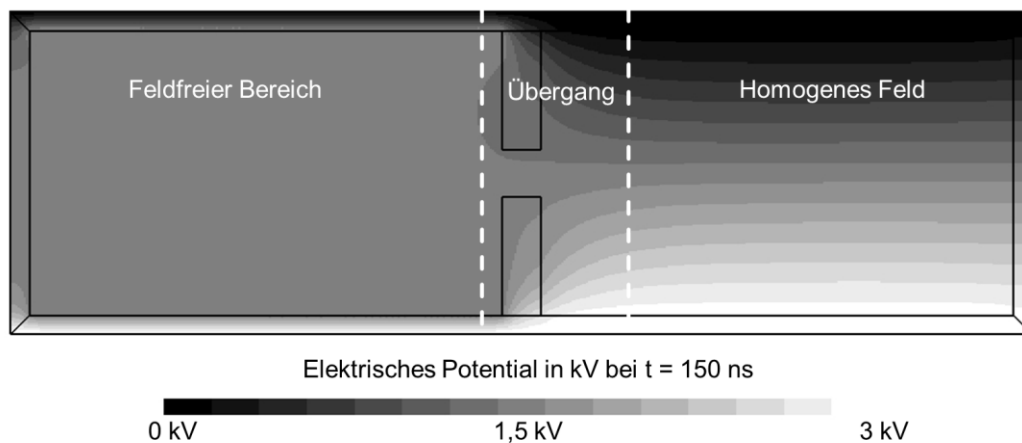
**Bild 4.5 Elektronendichte bei parallelen verbundenen Hohlräumen sowie Bewegung der Ladungsträger an Hohlraumtrennwand in Richtung Verbindungsöffnung (siehe Pfeil) ( $t = 110 \text{ ns}$ )**



**Bild 4.6 Elektronendichte bei parallelen verbundenen Hohlräumen mit absorbierten Elektronen an der Hohlraumtrennwand nahe der Verbindungsöffnung (siehe Pfeil) ( $t = 150 \text{ ns}$ )**

Weil keine Ladungsträger in dem rechten Hohlraum vorhanden sind, kann dort zudem keine Entladung gezündet werden. Der linke Hohlraum wird nach der Entladung annähernd feldfrei ( $E < 50 \text{ V}_{\text{mm}}$ ). Der rechte Hohlraum zeigt hingegen nahezu homogene Feldbedingungen wie zu Beginn der Simulation (Bild 4.7). Hier zeigt sich daher

ein sehr ähnliches Verhalten wie bei den getrennten parallelen Hohlräumen (vgl. Bild 4.3) mit nur einem schmalen Übergangsbereich. Der Übergangsbereich mit der lokal erhöhten elektrischen Feldstärke reicht jedoch nur wenig in den zweiten Hohlraum hinein.

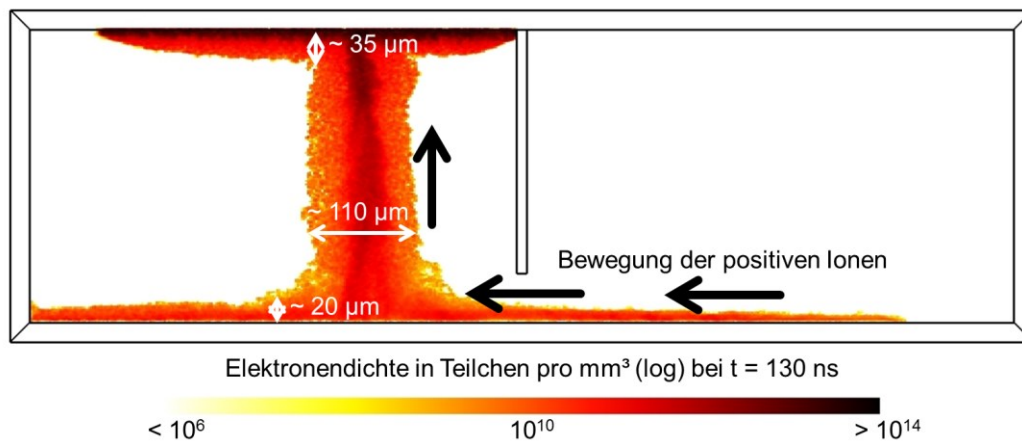


**Bild 4.7 Elektrische Potentialverteilung nach einer Entladung bei parallelen verbundenen Hohlräumen mit reduziertem elektrischen Feld (links) und nahezu homogener Feldverteilung (rechts) und einem schmalen Übergangsbereich ( $t = 150 \text{ ns}$ )**

Im Folgenden werden Öffnungen nahe der Kathode (Verbindung an Position I in Bild 3.4) sowie nahe der Anode (Verbindung an Position III in Bild 3.4) betrachtet. Hier besteht die Fragestellung in dem Einfluss der Lage der Verbindungsöffnung. Um eine noch einfachere Kopplung zu ermöglichen, wird zudem eine Isolierstofftrennwand mit einer Breite von nur  $10 \mu\text{m}$  genutzt. Diese Varianten stellen im Gegensatz zu den vorherigen Betrachtungen die günstigsten möglichen Ladungsträgerübertragungen dar. Hier ist aufgrund der elektrischen Feldverhältnisse von einer Gleitentladung entlang der Isolierstoffbarriere und somit von einer besseren Ladungsträgerausbreitung auszugehen. Die elektrischen Feldverhältnisse begünstigen eine derartige Ausbreitung und zudem muss kein Potentialanstieg von den Ladungsträgern überwunden werden.

Nach Initialisierung eines Startelektrons im linken Hohlraum (an der Position b in Bild 3.4) findet im Falle der anodennahen Öffnung die Primärlawine wie zuvor beschrieben statt. Das Verhalten der Sekundärlawinen folgt ebenfalls wie bei den parallelen,

getrennten Hohlräumen. Während der Entladungsbildung ergibt sich jedoch eine Ausbreitung der Elektronen entlang der anodennahen Isolierstoffbarriere. Hierbei bewegen sich die Elektronen entlang der anodennahen Isolierstoffbarriere und vergrößern so den anodenseitigen Teil der Entladung in lateraler Richtung in den rechten Hohlraum hinein, was z. B. auch bei Ermel [Erm09] zu beobachten ist. So breiten sich die Elektronen zwar anodennah in beiden Hohlräumen aus, es bewegen sich jedoch keine positiven Ionen in Richtung Kathode im zweiten Hohlraum. Die elektrische Feldstärke ist hier durch die vorhandenen Ladungsträger abgesenkt. Daher kann über die Ionenrückwirkung keine Entladungsbildung im rechten Hohlraum geschehen. Die positiven Ionen verweilen stattdessen bzw. wandern ebenfalls langsam entlang des Anodenfallgebietes zurück in Richtung Kathode des linken Hohlraumes (siehe Bild 4.8 und Bild 0.15 im Appendix). Diese Bewegung beruht auf den elektrischen Feldverhältnissen und findet somit entlang der Vorzugsrichtung der positiven Ionen in der vorionisierten Plasmastrecke (Anodenfallgebiet und Entladungskanal) statt. Die charakteristischen Werte der Entladung sind zusammengefasst in Tabelle 0.7 im Appendix zu finden.

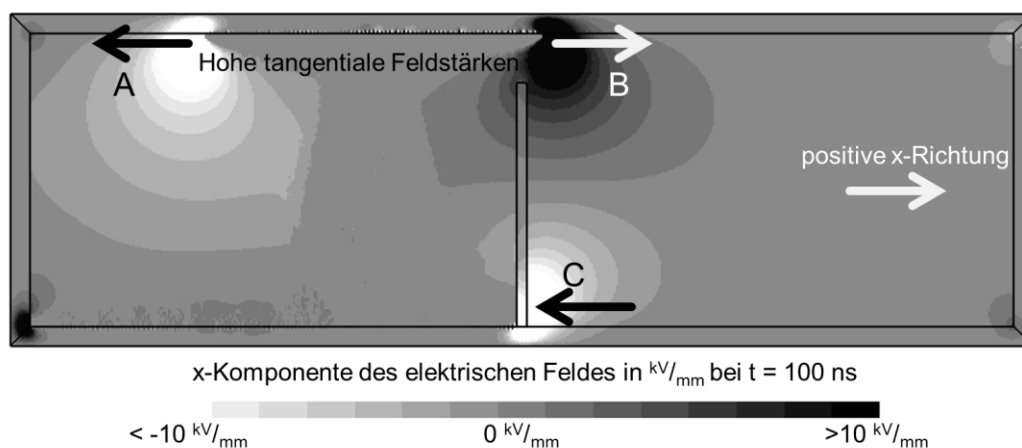


**Bild 4.8 Elektronendichte bei parallelen verbundenen Hohlräumen mit anodennaher Verbindungsöffnung ( $t = 130 \text{ ns}$ )**

Das elektrische Feld ist daher in beiden Hohlräumen abgeschwächt und somit ist eine höhere scheinbare Ladung von außen messbar. Im Falle einer führenden Wechselspannung wären Nachfolgeentladungen also begünstigt. Zudem ist bei einer

Betrachtung der Photoionisation eine Kopplung in den rechten Hohlraum zu vermuten. Bild 4.8 zeigt zudem deutlich die bekannte Schwierigkeit, Gleitentladungen durch Fugen zu verhindern, da das Gleitentladungsplasma nur eine Verbindungsöffnung von wenigen Mikrometern zur Ausbreitung beansprucht.

Im Falle einer kathodennahen Verbindungsöffnung (Position III in Bild 3.4) und Initiierung eines Startelektrons im linken Hohlraum (Position b in Bild 3.4) finden die Primärlawine sowie die Sekundärlawinen wie auch zuvor beschrieben statt. Hierbei lässt sich jedoch ebenfalls keine Ausbreitung der Elektronen in den zweiten Hohlraum hinein beobachten. Zur Erläuterung dieses Verhaltens ist die elektrische Feldstärke als x-Komponente in Bild 4.9 (und das elektrische Potentialfeld in Bild 0.7 im Appendix) dargestellt.



**Bild 4.9 x-Komponente der elektrischen Feldstärke einer Entladung bei seriellen, kathodennah verbundenen Mikrohohlräumen mit Bereichen nahe der Kathode (A, B) sowie hoher Feldstärke nahe der Hohlraumtrennung (C) ( $t = 100 \text{ ns}$ )**

So zeigen die elektrischen Felder gemäß Bild 4.9 in Komponentenbetrachtung eine kontrahierende Wirkung auf das Kathodenfallgebiet. Das elektrische Feld nahe der Kathode sorgt für eine Behinderung der Ausbreitung entlang der Isolierstoffbarriere (Bereiche A und B in Bild 4.9) und ein Verharren der Ausbreitung kann beobachtet werden. Sobald die Elektronendichten hier größer werden, kann jedoch davon ausgegangen werden, dass eine weitere Ausbreitung auf der Isolierstoffbarriere wie bei einzelnen Hohlräumen stattfindet. Hierbei ist dann jedoch ebenfalls von der präferier-

ten Bewegungsrichtung entlang des vorionisierten Pfades auszugehen, wie es bereits nahe dem Punkt B in Bild 4.9 (bzw. bei den kreisförmigen Hohlräumen gemäß Bild 3.18) zu erwarten ist. Eine mögliche anodennahe Ausbreitung wird hier hingegen von der Trennwand trotz der hohen elektrischen Feldstärke verhindert (Bereich C in Bild 4.9). In der Modellanordnung ist die isolierende Trennwand elektrisch unendlich fest, sodass hier kein Durchschlag geschehen kann. Bei einer realen Anordnung kann dies hingegen nicht ausgeschlossen werden.

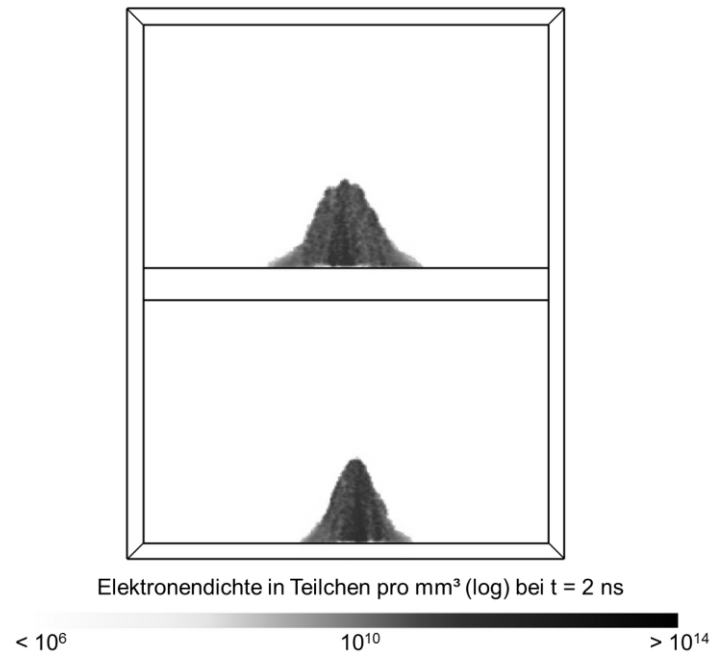
So ergibt sich bei keinem der betrachteten Fälle der parallel verbundenen Mehrfachhohlräume die Möglichkeit einer Plasmakopplung, da zwar teilweise Ladungsträger in den zweiten Hohlraum gelangen können, dies jedoch nicht zu einer Entladung innerhalb des Hohlraums führt. Hieraus folgt weiterhin, dass es keine kritischen Abmessungen und keine kritische Lage der Verbindungsöffnung gibt und sich die beiden Hohlräume schließlich im Grenzfall als zwei einzelne Hohlräume betrachten lassen. Durch diese Untersuchungen erweisen sich die parallel verbundenen Hohlräume für Teilentladungen als ebenso kritisch wie Einzelhohlräume unter denselben Parametern.

#### **4.1.3      Serielle getrennte Mikrohohlräume**

Zur Untersuchung der zweiten Grundanordnung bei geschlossenzelligen porösen Werkstoffen wird ein Modell mit zwei Hohlräumen in Feldrichtung seriell hintereinander ohne Verbindung betrachtet. Da hier ein Übergang der Ladungsträger von einem in den anderen Hohlraum ausgeschlossen ist, wird ein Startelektron in jedem Hohlraum initiiert. Das Simulationsmodell mit den charakterisierenden Größen kann Bild 3.5 a entnommen werden [Hil13a].

Die Spannung über beide Hohlräume ist zu Simulationsbeginn (bei  $t = 0$  ns) symmetrisch. Bei Initialisierung von Startelektronen (an den Positionen a und b in Bild 3.5 a) starten die Primärlawinen unabhängig voneinander und in beiden Hohlräumen im Rahmen der Statistik ebenfalls symmetrisch. Beide Primärlawinen erreichen den jeweiligen anodenseitigen Bereich des Hohlraums innerhalb weniger als einer Nanosekunde. Hier verbleibt die hohe Elektronendichte für einige Nanosekunden aufgrund

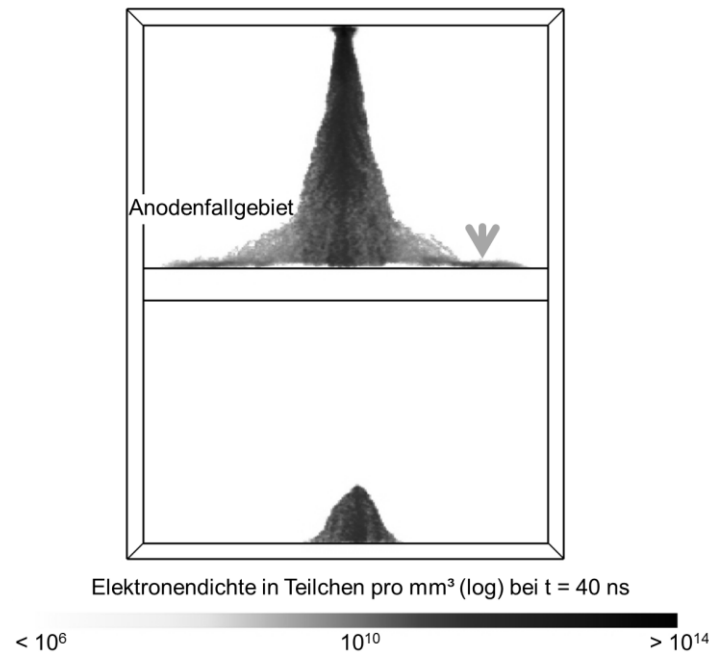
der Verzerrung des elektrischen Feldes erhalten (siehe Bild 4.10). Das prinzipielle Verhalten der Hohlräume separat betrachtet gleicht folglich jenem der Primärlawine in Einzelhohlräumen (vgl. Kapitel 3.4).



**Bild 4.10 Elektronendichte der Primärlawine bei Erreichen der Anode in seriellen getrennten Hohlräumen ( $t = 2$  ns)**

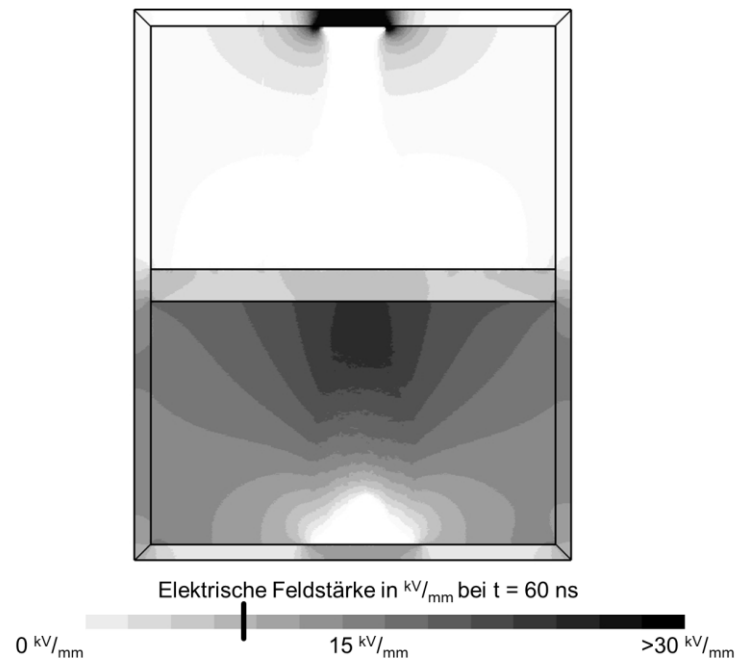
Die durch die Primärlawine erzeugten positiven Ionen bewegen sich auch hier zu der jeweiligen Kathode und erzeugen dort Sekundärelektronen und diese wiederum Sekundärlawinen. Da die Lawinenbildung grundsätzlich nicht genau gleich abläuft, bildet sich entweder im oberen oder im unteren Hohlraum zuerst eine Sekundärlawine aus. Bei den Untersuchungen kann jedoch beobachtet werden, dass eine Ausbildung der ersten Sekundärlawine bevorzugt im oberen Hohlraum stattfindet. Dieses Verhalten ist über die höheren elektrischen Felder nahe der Kathode im oberen Hohlraum zu erklären, da die positive Raumladung durch die Spiegelladung an der oberen Elektrode eine Feldverstärkung hervorruft (vgl. Bereiche A und B in Bild 0.14 im Appendix). Diese führt dann zu der Ausbildung eines Entladungskanals in dem jeweiligen Hohlraum und dem zugehörigen Anodenfallgebiet (siehe Bild 4.11). Auf der zu-

gehörigen Anode breiten sich die Elektronen komplett aus (vgl. Pfeil in Bild 4.11) und werden teilweise an dieser absorbiert.



**Bild 4.11 Elektronendichte in seriellen getrennten Hohlräumen bei Ausbildung des Entladungskanals im oberen Hohlraum ( $t = 40$  ns)**

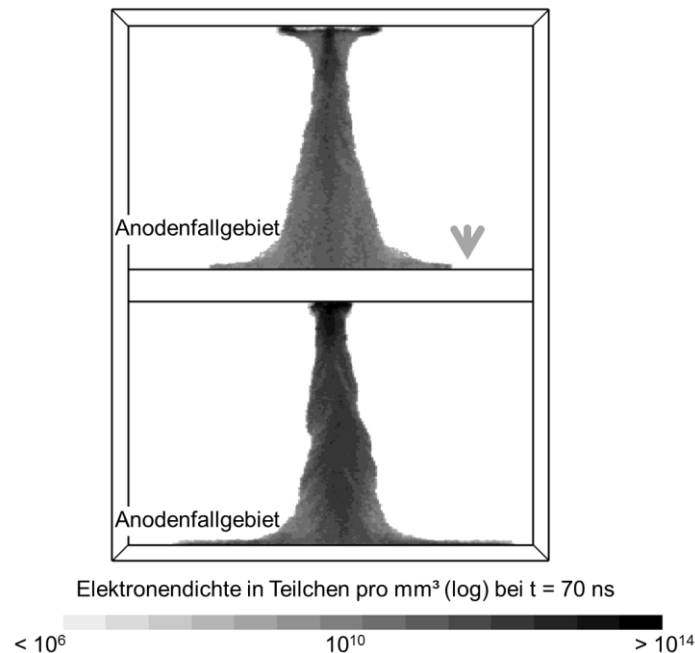
Die Ausbildung des Entladungskanals im oberen Hohlraum verzerrt wiederum das elektrische Feld und erhöht es in dem unteren Hohlraum, in dem bisher keine Sekundärlawine gestartet ist. Hier liegen nun nicht wie zuvor zu Beginn der Entladung 3 kV, sondern ca. 5,5 kV über dem unteren Hohlraum an. Dies entspricht einer elektrischen Feldstärke von bis zu  $E_{max} = 30 \text{ kV/mm}$  im Vergleich zu  $E_0 = 10 \text{ kV/mm}$  bei Initiierung der Simulation (siehe Bild 4.12). Hierdurch werden die Sekundärlawinen im unteren Hohlraum beschleunigt, sobald Sekundärelektronen über die positiven Ionen zur Verfügung stehen. Dies führt somit sehr rasch zur Bildung des Entladungskanals nach Verfügbarkeit eines Sekundärelektrons auch in diesem Hohlraum (vgl. Bild 4.13). Zudem wird die oberste kathodennahe Isolierstoffbarriere sehr stark elektrisch belastet, was im Falle einer realen Anordnung mit endlicher elektrischer Festigkeit hier bereits zum Durchschlag führen könnte.



**Bild 4.12 Elektrische Feldstärke in seriellen getrennten Hohlräumen bei Ausbildung des Entladungskanals im oberen Hohlraum mit markierter Initialisierungsfeldstärke im Hohlraum ( $t = 60 \text{ ns}$ )**

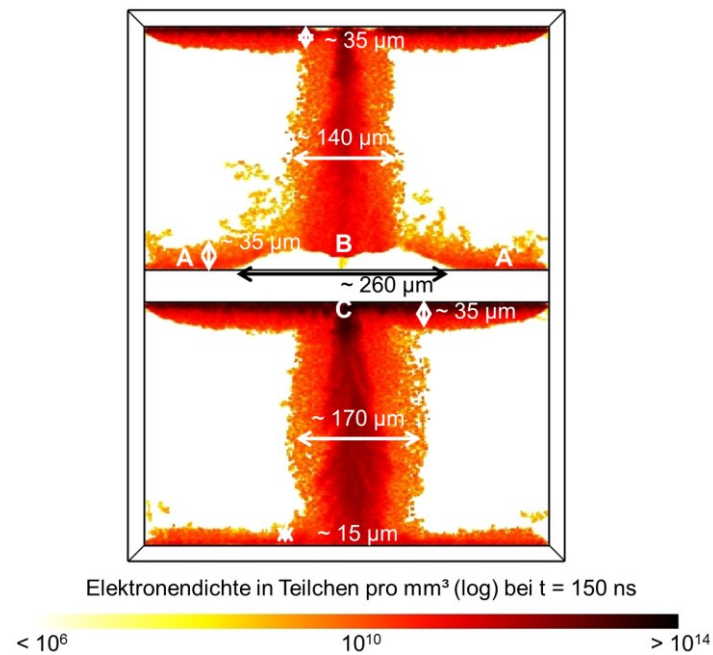
Nach dem Auftreten des Kathodenfalls in dem unteren Hohlraum ändert sich im oberen Hohlraum das Erscheinungsbild der Entladung. Der zuvor ausgebildete Anodenfall aus dem oberen Hohlraum wird in der Ausdehnung reduziert (siehe Pfeil in Bild 4.13, vgl. mit Bild 4.11) und bildet sich erst im späteren Verlauf der Entladungsausbreitung erneut aus (vgl. Bild 4.14). Dieses Verhalten tritt in geringerer Ausprägung ebenfalls dann auf, wenn nur im oberen Hohlraum eine Entladung abläuft (vgl. Appendix, Bild 0.4 ). Dieses Phänomen beruht auf der Absorption der Elektronen an der auf den Hohlraum bezogenen anodenseitigen Isolierstoffbarriere und der hieraus wiederum resultierenden umgekehrten elektrischen Feldstärke in diesem Bereich (vgl. Appendix, Bild 0.6). Im Falle der Entladung beider Hohlräume wird dieses Verhalten weiter verstärkt durch die hohe Elektronendichte im Kathodenfallgebiet des unteren Hohlräume und die feldverzernde Wirkung durch die Isolierbarriere hindurch.





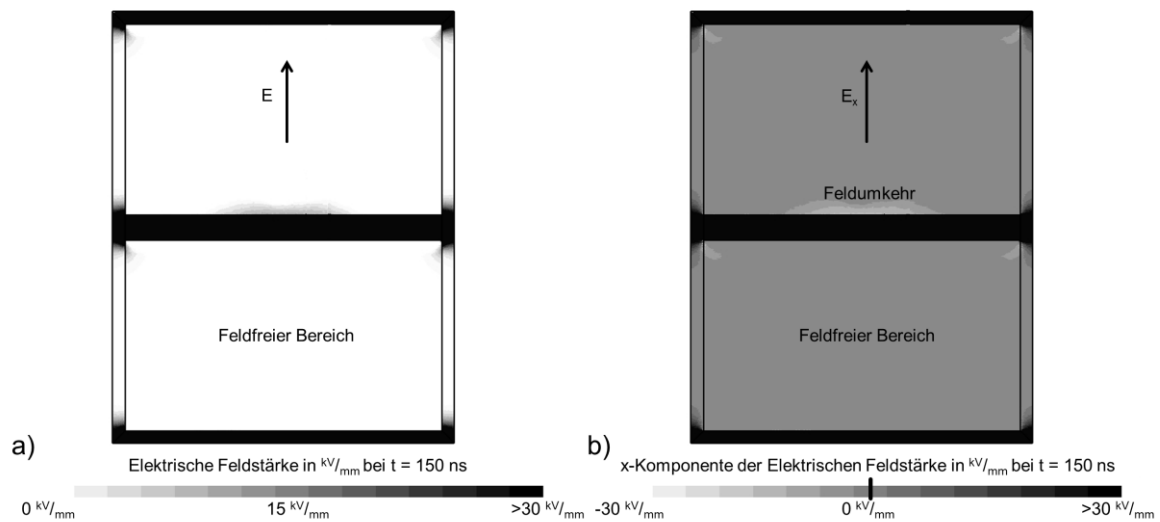
**Bild 4.13 Elektronendichte in seriellen getrennten Hohlräumen bei Ausbildung des Entladungskanals in beiden Hohlräumen und Veränderung des Erscheinungsbildes ( $t = 70 \text{ ns}$ )**

Eine weitere Veränderung wird im Laufe der Entladungsbildung sichtbar. Durch die absorbierten Ladungsträger in der Isolierstoffbarriere und die hohe Konzentration an Ladungsträgern im Kathodenfallgebiet des unteren Hohlraums (siehe Bereich C in Bild 4.14) wird ein entgegengerichtetes Feld erzeugt (Bereich B in Bild 4.14). Dies führt wiederum zu einer nahezu vollständigen Verdrängung der Elektronen aus diesem Gebiet heraus (Bereich B in Bild 4.14). Hierdurch führt dieses Phänomen auch zu einer Konzentration der Elektronen auf den Randbereich des oberen Hohlraums (Bereich A in Bild 4.14). Die Entladung wird folglich ungleich bezogen auf die beiden Hohlräume und gleicht nun nicht mehr zwei separat zu betrachtenden Einzelhohlräumen, welche sich in Serie fortsetzen. Die charakteristischen Werte der Entladungen sind zusammengefasst in Tabelle 0.8 im Appendix zu finden.



**Bild 4.14 Elektronendichte nach der Entladung beider serieller getrennter Hohlräume und Verdrängung der Elektronen von (B) nach (A) durch (C) mit den Abmessungen ( $t = 150$  ns)**

Zur Beurteilung und Begründung dieses Verhaltens kann die elektrische Feldstärke in der Hohlraumgeometrie gemäß Bild 4.15 herangezogen werden. Weiterhin ähneln jedoch der Entladungskanal sowie die Kathodenfälle und der untere Anodenfall mit den Abmessungen den Einzelhohlraumentladungen.



**Bild 4.15 Vergleich des betragsmäßigen elektrischen Feldes (links) mit der nach oben gerichteten Feldkomponente (rechts) nach der Entladung in seriellen getrennten Hohlräumen ( $t = 150$  ns)**

In Bild 4.15 kann die Gegenüberstellung der elektrischen Feldstärkeverteilung als Betrag (Bild 4.15 a) oder nur als x-Komponente (Bild 4.15 b) gesehen werden. Die positive Zählrichtung ist im Bild gezeigt. Beiden Darstellungsformen können die erhöhte Feldstärke in den Isolierstoffbarrieren sowie die feldfreien Bereiche in einem Großteil der Hohlräume entnommen werden. In der betragsmäßigen Darstellung (Bild 4.15 a) geht jedoch die Information der Feldumkehr verloren, welche in Bild 4.15 b im markierten hellen Bereich zu sehen ist. Die Feldumkehr basiert auf den absorbierten Ladungsträgern in der Trennwand sowie den Raumladungen im Kathodenfall des unteren Hohlraums. Hieraus folgen auch die Erklärung zu der Form der Entladung im oberen Hohlraum sowie die Begründung, warum hier die Elektronen in der Mitte verdrängt werden und in solchen Bereichen nicht mehr vorzufinden sind.

Als kleiner Exkurs zur Betrachtung eines schnell wechselnden Führungsfeldes wird in einer weiteren Variation das Potential nach der Entladung beider Hohlräume geändert. Hierzu wird die Spannung invertiert, sodass die vorherige Kathode mit  $U_0 = 0$  kV zur Anode mit  $U_2 = 6$  kV wird und umgekehrt. Während des Wechsels werden die hohen Elektronendichten in den vorherigen Kathodenfallgebieten temporär zu virtuel-

len Anoden. Innerhalb etwa einer Nanosekunde verliert dieser Effekt jedoch an Bedeutung und die Elektronen überfluten die Hohlräume. Bereits wenige Nanosekunden später stellt sich nach Umlagern der Elektronen über die vorionisierte Strecke des Entladungskanals jedoch wieder nahezu das herkömmliche Entladungsbild einer entladenen Mikrohohlraumgeometrie ein. Hierbei sind jedoch die Gebiete mit Ladungsträgern (Fallgebiete und Kanal) etwas breiter ausgeprägt (vgl. Bild 0.17 im Appendix). Während des gesamten Umladungsvorgangs treten nur wenig höhere Elektronendichten auf als bei dem unipolaren Entladungsvorgang zuvor. Es treten jedoch lokal eng begrenzt elektrische Feldstärken bis zu ca.  $E_{max} = 1000 \text{ kV/mm}$  auf. In der Realität wird solch eine Spannungsumkehr jedoch nicht auftreten können, da alle Prozesse mit einer langsameren Zeitkonstante ablaufen. Trotzdem lässt sich aus diesem Exkurs die Herausforderung bei schnell umkehrenden Spannungen für die im Hohlraum und umgebender Isolierung auftretenden elektrischen Feldstärken sehen (vgl. [Erm08]).

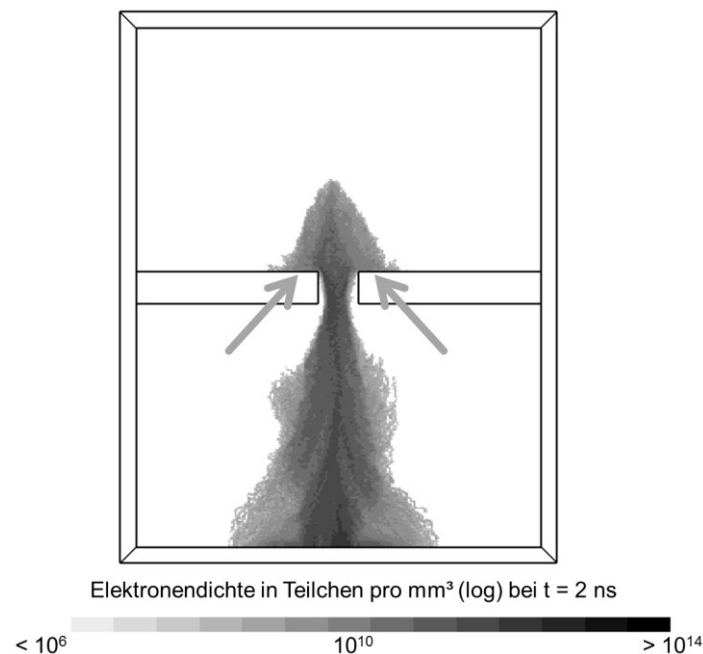
Das Entladungsverhalten gemäß Bild 4.14 kann zudem zur gleichmäßigeren Mikroplasmabehandlung von Hohlräumen über beispielsweise Mikrostampel genutzt werden, da nach Absorption der Ladungsträger im mittleren Bereich weitere Absorption in den anderen randnahen Bereichen bevorzugt auftritt. Diese Oberflächenladungen beeinflussen so wiederum nachfolgende Entladungen (vgl. [Erm08]).

Bei den Elementarzellen mit seriellen getrennten Hohlräumen kann also von der Möglichkeit der feldgekoppelten Entladungsausbreitung, jedoch ohne Senkung der Zündfeldstärke ausgegangen werden. Hierdurch weist die Anordnung für Teilentladungen prinzipiell eine kritische Geometrie auf.

#### **4.1.4 Serielle verbundene Mikrohohlräume**

Zur Untersuchung der zweiten Grundanordnung bei offenzelligen porösen Werkstoffen wird ein Modell mit zwei Hohlräumen in Feldrichtung seriell hintereinander und mit einer Verbindungsöffnung in der Mitte betrachtet. Da hier ein Übergang der Ladungsträger von einem in den anderen Hohlraum sehr einfach möglich ist, wird stets nur ein Startelektron initiiert. Das Simulationsmodell mit den charakterisierenden Größen kann (Bild 3.5 b) entnommen werden (vgl. [Hil13a]).

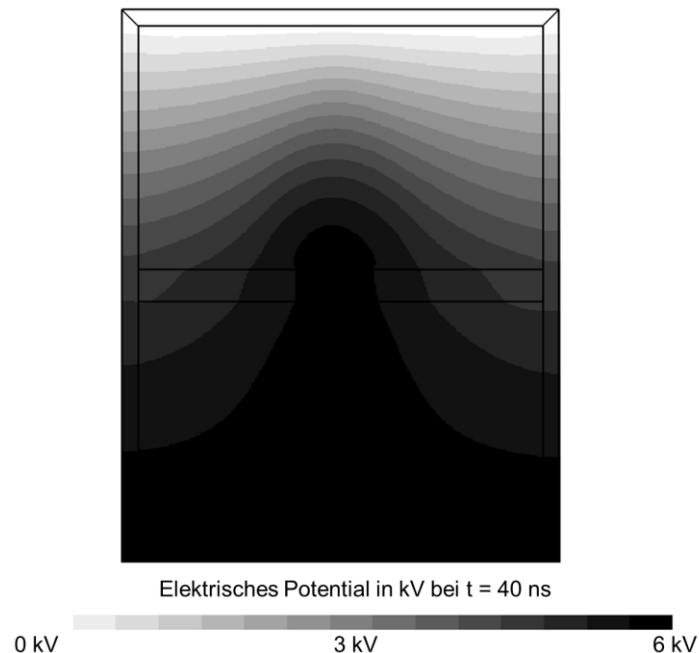
In der ersten Variante wird ein Startelektron (bei  $t = 0$  ns) in der Mitte des oberen Hohlraums nahe der Kathode initiiert (Position c in Bild 3.5 b). Dieses startet die Primärlawine, welche sich in der typischen Form (vgl. Kapitel 3.4) verbreitert und in Richtung Anode fortbewegt. Die Primärlawine ist zu dem Zeitpunkt des Erreichens der Trennwand zwischen beiden Hohlräumen breiter als die Verbindungsöffnung. Daher trifft sie trotz Positionierung des Startelektrons über dieser auf dem Isolierstoff auf. Hierbei werden einige der Elektronen in diesem Bereich absorbiert (siehe Pfeile in Bild 4.16).



**Bild 4.16 Elektronendichte der Primärlawine bei Erreichen der Anode in seriellen verbundenen Hohlräumen ( $t = 2$  ns)**

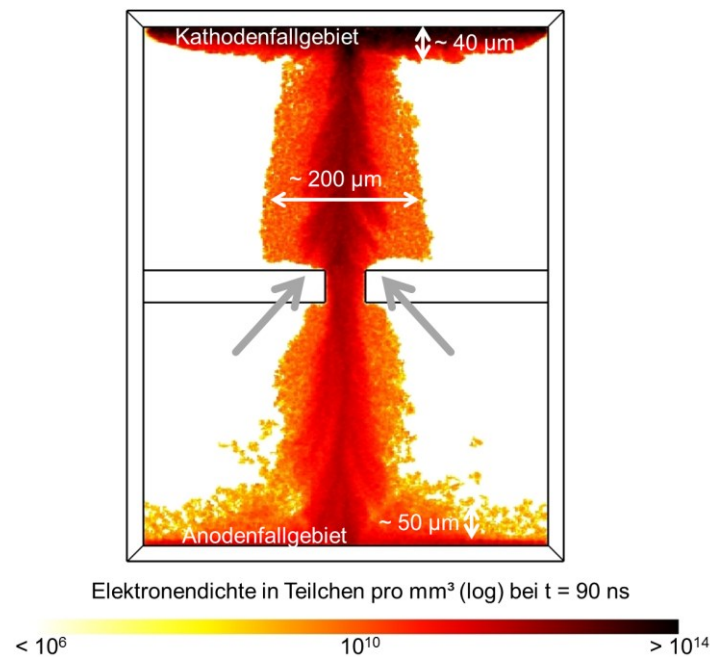
Die Elektronen bewegen sich durch die Öffnung hindurch und werden ebenfalls teilweise an den Verbindungswänden absorbiert. Sobald erste Elektronen durch die Öffnung hindurch sind, zeigt die Lawine erneut das typische sich verbreiternde Erscheinungsbild (vgl. Bild 4.16). Die Primärlawine erreicht schließlich die Anode, und die Elektronendichte zeigt einige Nanosekunden nahezu stationäres Verhalten. Die durch die hohe Ladungsträgerdichte entstehende elektrische Feldverzerrung der

Primärlawine überdeckt nun nahezu den gesamten unteren Hohlraum (siehe Bild 4.17).



**Bild 4.17 Elektrische Potentialverteilung der Primärlawine in seriellen verbundenen Hohlräumen nach Erreichen der Anode ( $t = 40 \text{ ns}$ )**

Die positiven Ionen, welche auf der kathodenseitigen Isolierstoffbarriere auftreffen, erzeugen wiederum die Sekundärelektronen und somit die Sekundärlawinen. Durch die Sekundärlawinen bzw. den Streamer-Aufbau bildet sich schließlich der durch die Verbindungsöffnung verengte Entladungskanal mit einem Kathoden- und Anodenfallgebieten aus (Bild 4.18). Die charakteristischen Werte der Entladung sind zusammengefasst in Tabelle 0.9 im Appendix zu finden.

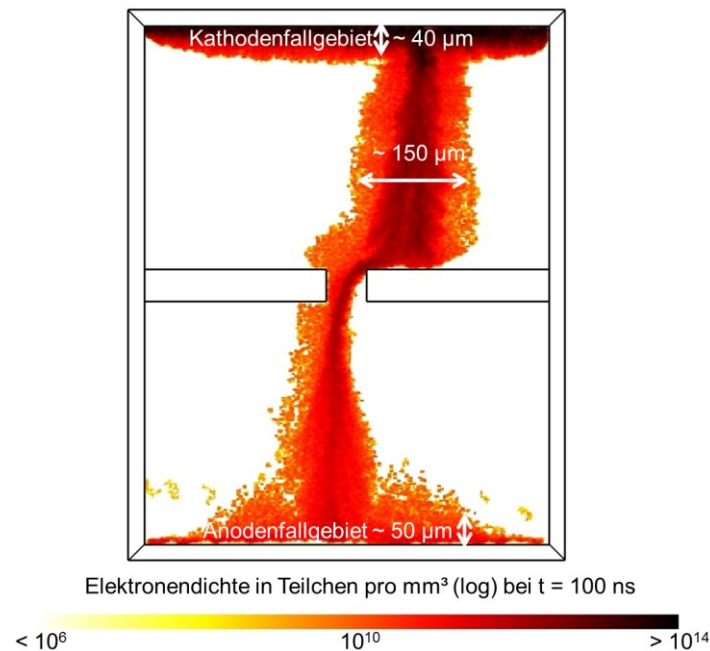


**Bild 4.18 Elektronendichte nach der Entladung bei seriell verbundenen Hohlräumen mit typischen Gebieten und Abmessungen ( $t = 90 \text{ ns}$ )**

Die Entladungsform ähnelt also einer gestreckten Entladung innerhalb eines Einzelhohlraumes mit jeweils nur einem Anoden- und Kathodenfallgebiet. Hierbei wird die Entladung nur ein wenig eingeeengt durch die schmale Verbindungsöffnung in der Isolierung. Die dielektrische Barriere hat so nur einen geringen Einfluss auf die Feldverteilung während der Entladung (Bild 4.18). Durch die auf und nahe der Verbindung absorbierten Elektronen entsteht hier jedoch ebenfalls wie bei den seriell getrennten Hohlräumen (vgl. Bild 4.14, Bereich B) lokal eine umgekehrte elektrische Feldrichtung. Dies führt zu einem elektronenfreien Bereich nahe der Verbindung (siehe Pfeile in Bild 4.18).

Im Fall der verbundenen seriellen Mehrfachhohlraumgeometrien kann bei einem Vergleich mit den getrennten Hohlräumen ein anderes Entladungsverhalten beobachtet werden. Dies weist jedoch große Ähnlichkeit mit der Entladung in einem Einzelhohlraum auf. Hierbei bewegt sich die Primärlawine durch die Verbindungsöffnung und hat dadurch eine etwa doppelt so lange Entladungsstrecke bis zur Anode.

Im Falle eines Startelektrons seitlich bezogen auf die Verbindung zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Hierbei ist nur der Entladungskanal im oberen Hohlraum seitlich versetzt (siehe Bild 4.19), und eine Gleitentladung an der Trennwand entlang ermöglicht das Fortwachsen der Lawine in den zweiten Hohlraum hinein.



**Bild 4.19 Elektronendichte bei seriellen verbundenen Mehrfachhohlräumen und schräg zur Verbindungsöffnung initialisiertem Startelektron ( $t = 100$  ns)**

Dieses Entladungsverhalten ist erneut eine Bestätigung für die Ladungsträgerpräferenz der vorionisierten Strecke aufgrund der elektrischen Feldverteilung (vgl. Bild 4.8). So bleibt der vorgeprägte Entladungskanal erhalten und die Elektronen bewegen sich hingegen nicht entlang des kürzeren Weges.

Eine serielle verbundene Mikrohohlraumgeometrie weist zudem eine reduzierte Einsetzfeldstärke im Vergleich zu einem Einzelhohlraum auf. Hier genügen bereits geringere elektrische Zündfeldstärken (von ca.  $E' = 8 \text{ kV/mm}$  im Vergleich zu ca.  $E_0 = 10 \text{ kV/mm}$ , vgl. Kapitel 3.3) zur Ausbildung des Entladungskanals, wobei dann jedoch geringere maximale Elektronendichten zu beobachten sind (mit nur ca. 12 % bezogen auf die Elektronendichten bei  $E_0 = 10 \text{ kV/mm}$ ). Hierbei benötigt die Entla-



dungskanalausbildung zudem eine längere Zeit, da durch die reduzierte Feldstärke und somit die reduzierte Geschwindigkeit die positiven Ionen eine längere Zeit bis zur Kathode benötigen.

Die Elementarzelle mit seriellen verbundenen Mikrohohlräumen ermöglicht folglich durch die einfache Plasmakopplung eine Entladungsausbreitung selbst bei geringeren elektrischen Feldstärken. Hier ist eine Plasmakopplung zu beobachten. Dies trifft selbst bei einer versetzt startenden Lawine zu und der zweite Hohlraum wirkt als Elektronenableiter. Hierdurch weist diese Anordnung im Falle von Teilentladungen eine sehr kritische Geometrie auf.

## **4.2 Diskussion der Entladungsphänomene und Grenzen der Modellbetrachtungen**

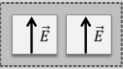


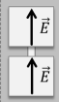
Die Entladungsphänomene werden im Folgenden insbesondere in Bezug auf die Elementarzellen diskutiert sowie die Grenzen der Modellbildung aufgezeigt. Hierzu wird jedoch zuerst eine Klassifizierung der Mikroplasmen bezüglich des Generationen- und Kanalmechanismus vorgenommen. Prinzipiell sind innere Teilentladungen bzw. Mikroplasmen dem Gültigkeitsbereich nach dem Townsend-Mechanismus insbesondere aufgrund der Abmessungen zuzuordnen (vgl. Kapitel 2.2.2 und z. B. [Mor93]). Die Begründung hierzu erfolgt z. B. über die zu geringen Ladungsträgerzahlen, um das elektrische Feld maßgeblich zu verzerren. In dieser Arbeit werden jedoch Elektronenanzahlen von bis zu  $10^8$  Teilchen (vgl. Kapitel 3.4) festgestellt, wonach der Kanalmechanismus ebenfalls als Erklärung möglich wird. Solch hohe Teilchenzahlen sind nach Tröger [Trö09] selbst bei kugeligen Hohlräumen mit 100  $\mu\text{m}$  Durchmesser möglich. So haben sich bei den Entladungen auch große Ähnlichkeiten mit dem Streamer-Mechanismus gezeigt (vgl. Kapitel 3.4). Hier lassen sich viele Übereinstimmungen wie z. B. der Entladungskanal finden, lediglich die Entladungsausbreitung erfolgt in einer Zeit, die nur mit dem Generationenmechanismus erklärbar ist (vgl. Kapitel 2.2.2 und Kapitel 2.2.3). Das prinzipielle Verhalten der Entladung ist folglich mit gewissen Einschränkungen (insbesondere der Entladungszeit) auch

ohne Photoemission erklärbar. Somit befinden sich die Mikroplasmaentladungen im Übergangsbereich zwischen Generationen- und Kanalmechanismus (vgl. [Hes76]).

Die Einsatzbedingungen für die Entladungen mussten in dieser Arbeit definiert werden, da keine Rekombination bei den Simulationen berücksichtigt werden konnte. Daher wird als Einsatzbedingung eine Sekundärlawine innerhalb von  $t < 150$  ns in Kombination mit ständiger Elektronenverfügbarkeit bewertet. Sobald der Hohlraum elektronenfrei wird, wird in den meisten Fällen bei den Mikrohohlräumen von keiner Entladung ausgegangen. Aufgrund der fehlenden Rekombination wird jedoch sehr wahrscheinlich zu einem späteren Zeitpunkt bei Verfügbarkeit von vielen positiven Ionen eine Sekundärlawine starten können (vgl. Kapitel 3.5 und Kapitel 4.1.1). Dieses Verhalten musste jedoch vernachlässigt werden und dient der Diskussion der Ergebnisse und dem Hinweis auf weiterführenden Forschungsbedarf.

Im Folgenden werden nun die Ausbreitungsphänomene in porösen Modellstrukturen näher betrachtet. In dieser Arbeit werden zur systematischen Beschreibung vier grundlegende Elementarzellen untersucht. Hiervon entsprechen zwei offen- und zwei weitere geschlossenzelligen Strukturen (vgl. Kapitel 2.1.2). Diese Elementarzellen sind in Tabelle 4.2 in der genutzten Form dargestellt.

**Tabelle 4.2 Darstellung der betrachteten Elementarzellen mit den Kopplungsmechanismen und Beeinflussungen**

Elementarzelle	Bezeichnung	Entladungsbeeinflussung
	parallel getrennt	-
	parallel verbunden	-
	seriell getrennt	Feldkopplung
	seriell verbunden	Plasmakopplung

So haben sowohl die parallelen getrennten Elementarzellen als auch die parallelen verbundenen Elementarzellen keine Kopplung bei den Untersuchungen gezeigt. Hieraus folgt, dass eine Entladung in dem einen Hohlraum sich nur wenig auf den anderen Hohlraum bei den gewählten Parametern auswirkt. Folglich sind hier keine kritischen Feldbedingungen vorhanden. Es konnte jedoch ebenfalls keine entladungsbehindernde Wirkung bei anodennah verbundenen Hohlräumen, wie von Ermel [Erm09] berechnet, nachgewiesen werden. In den Modellvorstellungen von Tröger [Trö09] für getrennte Hohlräume werden einfache elektrostatische Feldbetrachtungen mit geringen Hohlraumabständen betrachtet. Hier wird die parallele Anordnung in Bezug auf die Teilentladungseinsetzspannung aufgrund höherer lokaler Feldstärken als kritisch bewertet. Diese Beschreibung beruht auf den elektrischen Feldaspekten der Anordnung eines dielektrischen Spaltes mit Feldanhebung. Dieses Verhalten lässt sich jedoch über die PIC-MC-Simulationen nicht nachweisen, da das elektrische Feld sich nur wenig erhöht. Dieses Phänomen ist jedoch über die einfache elektrostatische Feldbetrachtung erklärbar, da so wesentlich höhere Feldstärken auftreten können. Es kann zudem nicht ausgeschlossen werden, dass bei kleineren Hohlräumen und noch geringeren Abständen Feldkopplungen möglich sind.

Die beiden seriellen Anordnungen zeigen hingegen eine hohe Feld- bzw. Plasmakopplung (siehe Tabelle 4.2). Die seriellen getrennten Hohlräume besitzen insbesondere durch die Ladungsträgerabsorption in der Isoliertrennwand ein das elektrische Feld stark verzerrendes Verhalten (vgl. Kapitel 4.1.3) sowie eine sehr hohe Feldbelastung des umgebenden Isoliermediums. Hier ergibt sich eine Feldkopplung, was eine Reduzierung der Einsetzspannung hervorrufen kann. Bei Tröger [Trö09] hat sich dieses Verhalten bei einem Hohlraumabstand von 2  $\mu\text{m}$  ebenfalls gezeigt. Hier wird davon ausgegangen, dass über Elektronenemission im bisher entladenen Hohlraum sehr schnell auch eine Teilentladung im anderen Hohlraum gezündet werden kann. Hingegen wird hier die serielle Geometrie über die einfachen elektrostatischen Feldsimulationen als weniger kritisch angesehen [Trö09].

Die seriellen verbundenen Elementarzellen zeigen in dieser Arbeit eine sehr gute Plasmakopplung und ermöglichen eine reduzierte Einsetzspannung. Über die in Feldrichtung liegende Verbindungsöffnung können die Ladungsträger sehr einfach von einem in den anderen Hohlraum (als Elektronenableiter) transferiert werden.

Sowohl der Effekt der Feldkopplung als auch jener der Plasmakopplung kann daher entladungsausbreitungsbegünstigend bei Mikroplasmen wirken. So ist z. B. die Ausbreitung in einer inhomogenen Anordnung interessant, bei der eine Entladung sich auch in einen Bereich ausbreiten kann, der ansonsten ein schwächeres elektrisches Feld besitzt. Wie stark diese Kopplung ausgeprägt ist, hängt mit vielen Faktoren zusammen wie z. B. Lage und Abmessungen der Hohlräume sowie die elektrische Feldverteilung und die Isolationsmaterialbedingten Faktoren (Permittivität, elektrische Festigkeit). Hieraus ergeben sich die modelltechnischen Grenzen der Betrachtungen in dieser Arbeit. Die Isoliermedien werden als elektrisch unendlich fest angesehen, so ist hier kein Feststoffdurchschlag möglich, welcher die Feldverhältnisse und die Entladung beeinflussen könnte. Ebenfalls werden in dieser Arbeit weder Photoionisation noch Elektronenemission betrachtet, wodurch in der Realität unter den passenden Bedingungen eine Entladungsausbreitung begünstigt werden könnte. Die Möglichkeit, Startelektronen gezielt zu initiieren, eröffnet hingegen eine bessere systematische Betrachtung. In realen Isolieranordnungen sind zudem nicht die reinen in dieser Arbeit betrachteten Elementarzellen vorhanden. Hierdurch ergeben sich weite-

re Effekte und eine erhöhte Wahrscheinlichkeit im Auftreten kritischer Strukturen und somit ein Bezug zum Volumeneffekt (vgl. [Bey86]).

Die Effekte der Zündung und Wiederzündung werden nur kurz in einem Exkurs betrachtet. Hier wird die Polarität instantan gewechselt, was zu sehr hohen elektrischen Feldstärken führt. Dieser Effekt würde in der Realität jedoch aufgrund einer längeren Zeitkonstante nur sehr schwach auftreten. Die große Anzahl an Ladungsträgern wird hier hingegen sehr schnell verteilt (in wenigen Nanosekunden), sodass kein großer Effekt innerhalb des Hohlraums zu erwarten ist. Die Oberflächen- und Raumladungen würden hingegen die Zündfeldstärke entweder absenken oder steigern, je nach Polarität der Entladungen. Es liegt jedoch nahe, dass diese großen Ladungsträgerzahlen, die bereits zu Beginn der Entladung zur Verfügung stehen, den Entladungsmechanismus vollständig zu einer Streamer-Entladung verschieben und so wesentlich kürzere Entladungszeiten generieren.



## **5 Zusammenfassung und Ausblick**

### **5.1 Zusammenfassung**

Teilentladungen (TE) sind Gasentladungsprozesse in elektrischen Isoliersystemen. Sie führen über das Auftreten in Fehlstellen, wie gasgefüllten Mikrohohlräumen, zu einer Degradation der Isolierung. Je mehr solcher Bereiche mit Hohlräumen vorhanden sind, in denen TE zünden können, desto wichtiger wird deren Beschreibung und Ausbreitung in benachbarten Hohlräumen. Ein moderner Ansatz in Anwendungsgebieten, in denen insbesondere das Gewicht eine große Rolle spielt, liegt in dem Einsatz poröser Isoliermedien. Diese besitzen nun gerade eine erhöhte Anzahl an gasgefüllten Mikrohohlräumen. Daher ist zu einem gezielten Einsatz der porösen Medien als elektrische Isolierung die Kenntnis über die Teilentladungsausbreitung von entscheidender Bedeutung. Hierbei bestimmt das Verhältnis von Hohlraumvolumen zu Gesamtvolumen die Porosität.

Teilentladungen sind prinzipiell als Gasentladungsprozesse zu betrachten. Hierbei wird der Generationen- bzw. Townsend-Mechanismus für eine Entladung durch eine Ionenrückwirkung verwendet. Bei sehr großen Ladungsträgeranzahlen und dadurch Verzerrungen im elektrischen Feld wird hingegen eine Beschreibung gemäß Kanal- oder Streamer-Mechanismus herangezogen. Aus plasmatechnischer Sicht ergibt sich über die Boltzmann-Gleichung eine gute Möglichkeit zur Beschreibung der Plasmaprozesse, wobei deren Lösung sehr komplex ist.

Zur Beurteilung der Entladungsausbreitung wird auf Simulationen und Modelle zurückgegriffen, da analytische Berechnungen zu komplex werden und durch Messungen nicht alle wichtigen Größen zur systematischen Beschreibung erfassbar sind. Hierbei hat sich ein Particle-In-Cell Monte Carlo (PIC-MC)-Simulationsprogramm als geeignet zur Beschreibung der Gasentladungsprozesse herausgestellt.

Die Simulationsmodelle und Randbedingungen werden so gewählt, dass sie simuliert werden können sowie in einer späteren Arbeit als Prüflinge praktisch fertigbar und messtechnisch erfassbar sind. Die Modelle bestehen aus quadratischen Quasi-2D-Geometrien mit 500  $\mu\text{m}$  Breite und 300  $\mu\text{m}$  Höhe, gefüllt mit Stickstoff unter Atmo-

sphärenbedingungen und umschlossen von schmalen dielektrischen Barrieren. Der Entladungsbeginn wird über die Initiierung eines oder mehrerer Startelektronen realisiert. Hiermit werden die Entladungsprozesse in einem Einzelhohlraum dargestellt und verifiziert: So startet eine Primärlawine und erreicht die Anode in weniger als einer Nanosekunde. Die an der Kathode auftreffenden positiven Ionen generieren über die Rückwirkung Sekundärelektronen und -lawinen, welche ebenfalls zur Anode laufen. Hier stellt sich der durch vorangegangene Lawinen vorionisierte Entladungsweg als prägend heraus. So bilden sich ein Entladungskanal sowie ein Anoden- und Kathodenfallgebiet aus. Dies führt dazu, dass der Mikrohohlraum nach der Entladung nahezu feldfrei wird, jedoch das umgebende Isoliermedium sehr stark belastet wird. Der Entladungshergang zeigt so Aspekte des Generationen-, jedoch auch des Kanalmechanismus. Weitere Simulationsvarianten zeigen die Eignung der gewählten Parameter der Simulationen.

Zur Modellbildung der Ausbreitung in porösen Medien werden Elementarzellen mit umgerechneten Porositäten von ca. 60 – 70 % definiert. Diese Elementarzellen sind die kleinsten geometrischen sich wiederholenden Strukturen, anhand derer eine Entladungsausbreitung betrachtet werden kann. Als Basis werden vier grundlegende Elementarzellen ausgewählt. Bei zwei Elementarzellen liegen die Hohlräume in Bezug auf das elektrische Feld in Serie hintereinander und bei zwei weiteren hierzu parallel nebeneinander. Innerhalb dieser vier Elementarzellen können zudem Bereiche mit und ohne Verbindungsöffnung zwischen den Zellen auftreten. Hieraus ergeben sich parallele getrennte, parallele verbundene, serielle getrennte und serielle verbundene Elementarzellen. Alle weiteren Geometrien lassen sich aus diesen Elementarzellen oder Mischformen daraus ableiten.

Die Ergebnisse der Simulationen zeigen folgendes Mikroplasmaverhalten:

- Parallele getrennte Hohlräume zeigen eine sehr geringe Kopplung durch das elektrische Feld. So laufen Entladungen nahezu ungestört voneinander in beiden oder einem Hohlraum ab.
- Parallele verbundene Hohlräume ermöglichen zwar teilweise einen Ladungsträgeraustausch über die Öffnung in der Isoliertrennwand, dies führt jedoch im betrachteten Rahmen zu keiner Entladung im zweiten Hohlraum aufgrund der



elektrischen Feldverhältnisse im vorionisierten Entladungsweg. So kann hier für eine Einzelentladung von keiner Plasmakopplung ausgegangen werden. Für nachfolgende Entladungen bei den hier nicht betrachteten Wechselfeldbeanspruchungen ist eine Beeinflussung zu erwarten.

- Serielle getrennte Hohlräume haben eine Feldkopplung. Dies geschieht u. a. durch die Ladungsträgerabsorption an der die Hohlräume trennenden Isolierwand und den Oberflächenladungen in den Fallgebieten. So wird das elektrische Feld verzerrt und eine Beeinflussung der beiden Hohlräume untereinander ist ersichtlich.
- Serielle verbundene Hohlräume ermöglichen eine sehr gute Plasmakopplung. Die Verbindungsöffnung wirkt als Elektronenableiter von einem in den anderen Hohlraum. Die Kopplung führt zu deutlich reduzierten Zündfeldstärken.
- Es sind typische charakteristische Teilchendichten von  $10^{12} \text{ mm}^{-3}$  Elektronen in der Primärlawine sowie  $10^{14} \text{ mm}^{-3}$  Elektronen im Hohlraum nach der Kanalentladung vorhanden.
- Die Kanalentladung zeigt Abmessungen mit einer Säulenbreite des Entladungskanals von  $> 100 \text{ }\mu\text{m}$  und ein dickeres Kathoden- (bis  $50 \text{ }\mu\text{m}$ ) als Anodenfallgebiet ( $\sim 20 \text{ }\mu\text{m}$ ).

Sowohl der Effekt der Plasmakopplung als auch der Effekt der Feldkopplung kann bei Mikroplasmen beobachtet werden. Diese Kenntnis der Kopplungseffekte erlaubt die Optimierung der Mikroplasmabehandlung poröser Strukturen. Hinsichtlich der Auslegung von Isoliersystemen beschreiben diese Kopplungen die Ausbreitungsmechanismen für Teilentladungen. Insbesondere die in Feldrichtung seriell angeordneten Hohlräume sind hinsichtlich der Teilentladungszündung und -ausbreitung als kritisch anzusehen.

## 5.2 Ausblick

Die Untersuchungen in dieser Arbeit sind ein erster Ansatz zur Beschreibung von Mikroplasmen und Teilentladungen. Mit dem Simulationsprogramm sind weiterfüh-

rende systematische Betrachtungen für andere poröse Medien oder Isoliersysteme und Variationen der Hohlraumdurchmesser sowie der Lage zueinander sinnvoll.

Das vorliegende Simulationsprogramm beschreibt die grundsätzlichen Mechanismen der Mikroplasmaausbreitung. Für die Erweiterung des Anwendungsbereiches ist die Berücksichtigung zusätzlicher Effekte wie z. B. Rekombination notwendig. Zur vollständigen Nachbildung von Entladungen innerhalb von Mikrohohlräumen sind Photoemission und -ionisation wichtig. Dies ist jedoch mit dem vorhandenen PIC-MC derzeit nicht möglich. Qualitativ ähnliche, jedoch quantitativ etwas andere Entladungsprozesse ergeben sich durch die vorhandenen Berechnungen. Die beobachteten Unterschiede sind daher, nach einer Implementierung der Photoprozesse, weiter zu untersuchen. Die Einsetzbedingungen für die Entladungen sind ebenso weiter zu untersuchen, da der Effekt der Rekombination bisher nicht betrachtet werden konnte und anstelle dessen eine vereinfachte Annahme zur Entladungsbildung (Zündbedingungen) getroffen werden musste.

Die Auswahl der Modelle und Randbedingungen erlaubt die Durchführung vergleichender Messungen. Hierdurch können zum einen die Kenntnisse über die Ausbreitungsmechanismen erweitert, sowie zum anderen die Analysen für praktische Anwendungen genutzt werden. Insbesondere für die Betrachtung des Teilentladungsverhaltens bietet die Simulation der Entladungsströme einen unmittelbaren Einblick in die inneren Plasmaprozesse.

## Literaturverzeichnis

**[Bec05] Becker, K. H., Kogelschatz, U. and et al. . 2005.** *Non-Equilibrium Air Plasmas at Atmospheric Pressure*. London : Institute of Physics Publishing, 2005. pp. 17, 70, 105, 247, 493.

**[Adi14] Adili, Sedat and Franck, Christian M. 2014.** Partial Discharges Characterization in Spherical Voids using Ultra-short X-ray Pulses. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. April 2014, Vol. 21, No. 2, p. 791.

**[Adi13] Adili, Sedat. 2013.** *Pulsed X-ray Induced Partial Discharge Measurements*. Zürich : ETH Zürich, 2013.

**[Ago93] Agoris, D. P. and Hatziaargyriou, N. D. 1993.** Approach to partial discharge development in closely coupled cavities embedded in solid dielectrics by lumped capacitance model. *Science, Measurement and Technology, IEE Proceedings A*. 1993, Vol. 140, Issue 2, p. 131.

**[And02] Anderson, R. A., Lagasse, R. R. and et., al. 2002.** Effects of void size and gas content on electrical breakdown in lightweight, mechanically compliant, void-filled dielectrics. *Journal of Applied Physics*. 2002, Vol. 91, p. 3205.

**[Bar93] Bartnikas, R. and Novak, J. P. 1993.** On the character of different forms of partial discharge and their related terminologies. *IEEE Transactions on Electrical Insulation*. 1993, Vol. 28, Issue 6, p. 956.

**[Bar02] Bartnikas, R. 2002.** Partial Discharges - Their Mechanism, Detection and Measurement. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. October 2002, Vol. 9, No. 5, p. 763.

**[Bel10] Belasri, A., et al. 2010.** One-dimensional modelling of DBDs in Ne–Xe mixtures for excimer lamps. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2010, Bd. 43.

**[Ben10] Benyoucef, D., Yousfi, M. and et., al. 2010.** PIC MC Using Free Path for the Simulation of Low-Pressure RF Discharge in Argon. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2010, Vol. 38, No. 4, p. 902.

- [Ber96] Berezhnoi, S. V., et al. 1996.** Fast modeling of the low-pressure capacitively coupled radio-frequency discharge based on the nonlocal approach. *Applied Physics Letters*. 1996, Vol. 69, p. 2341.
- [Bey86] Beyer, M., et al. 1986.** *Hochspannungstechnik*. Berlin : Springer-Verlag, 1986. S. 95ff, 99, 109.
- [Bho74] Bhokare, V. V. and Yussouff, M. 1974.** Electronic Structures of Beryllium and Titanium by Greens's Function Method. *Il Nuovo Cimento*. 1974, Vol. 18 B, N. 2, p. 149.
- [Bir94] Bird, G. A., 1994.** *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*. Oxford : Clarendon Press, 1994. pp. 2, 50, 203, 218.
- [Bir91a] Birdsall, C. K. and Langdon, A. B. 1991.** *Plasma Physics via Computer Simulation*. Bristol : IOP Publishing Ltd, 1991. p. 58. Neuauflage 2004 Inhalt gleich.
- [Bir91] Birdsall, C. K. 1991.** Particle-in-Cell Charged-Particle Simulations, Plus Monte Carlo Collisions with Neutral Atoms, PIC-MCC. *Transactions on Plasma Science*. 1991, Vol. 19, No. 2, p. 65.
- [Blu06] Blumenthal, Gert, Linke, Dietmar und Vieth, Siegfried. 2006.** *Chemie Grundwissen für Ingenieure*. Wiesbaden : Teubner, 2006. S. 27.
- [Bog02] Bogaerts, Annemie and Gijbels, Renaat. 2002.** Numerical modelling of gas discharge plasmas for various applications. *Surface engineering, Surface Instrumentation & Vacuum Technology*. 2002, Vol. 69, 37-57, p. 37.
- [Bog02a] Bogaerts, Annemie, and Gijbels, Ranaat . 2002.** The ion- and atom-induced secondary electron emission yield: numerical study for the effect of clean and dirty cathode surfaces. *Plasma sources Science and technology*. 2002, 11 (2002), p. 27.
- [Bra92] Braun, D., Gibalov, V. and Pietsch, Gerhard. 1992.** Two-dimensional modeling of the dielectric barrier discharge in air. *Plasma Sources Scientific Technologies*. 1992, Vol. 7, p. 166.

- [Bra07] Braunsberger, Tobias. 2007.** *Verhalten zyklisch betauter Silikonoberflächen bei elektrischer Feldbelastung*. Braunschweig : Cuvillier Verlag, 2007.
- [Bud09] Budde, M., Ermel, V. and Kurrat, M. 2009.** Partial discharge diagnostics of micro cavities and its modelling. *16th International Symposium on High-Voltage Engineering*. August 24, 2009.
- [Bud10] Budde, Michael. 2010.** *Teilentladungsdiagnostik von hochbelasteten Isoliersystemen auf Epoxidharzbasis*. Braunschweig : Cuvillier Verlag Göttingen, 2010.
- [Bud08] Budde, Michael und Kurrat, Michael. 2008.** Partial Discharge Diagnostics of Micro Cavities in Epoxy Insulation Materials and their Modelling. *Conference Record of the 2008 IEEE International Symposium on Electrical Insulation*. 2008.
- [Cen03] Cenian, A., Chernukho, A. and Leys, C. 2003.** Particle-in-cell Monte Carlo (PIC-MC) simulations of plasma-wall interactions in low-pressure AR plasma. *Radiation Physics and Chemistry*. 2003, Vol. 68, p. 109.
- [Cho07] Choi, Jun, et al. 2007.** Electron and Ion Kinetics in a DC Microplasma at Atmospheric Pressure. *IEEE Transactions on Plasma Science*. October 2007, Vol. 35, No. 5, p. 1274.
- [Chu03] Chutopa, Yeelord, Yotsombat, Banchob and Brown, Ian G. 2003.** Measurement of Secondary Electron Emission Yields. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2003, Vol. 31, No. 5, p. 1095.
- [Cli97] Cliteur, Gerard, et al. 1997.** A Collisional-Radiative SF<sub>6</sub> Arc Plasma Model Using Boltzmann Analysis. *IEEE Transactions on Plasma Science*. October 1997, Vol. 25, No.5, p. 996.
- [Dak74] Dakin, T. W., et al. 1974.** Breakdown of Gases in Uniform Fields Paschen Curves for Nitrogen, Air and Sulfur Hexafluoride. *Electra*. 1974, Vol. 32, p. 61.
- [Dav69] Davies, D. K. 1969.** Charge generation on dielectric surfaces. *BRIT. J. APPL. PHYS. (J. PHYS. D)*. 1969, Vol. 2, SER. 2, pp. 1533-1537.

- [Dru40]** Druyvesteyn, M. J. and Penning, F. M. 1940. The Mechanism of Electrical Discharges in Gases of Low Pressure. *Review of Modern Physics*. April 1940, Vol. 12, Number 2.
- [Dzi09]** Dziubek, Arkadiusz. 2009. *Mikroplasmen in Kanälen bei Atmosphärendruck*. Braunschweig : Cuvillier Verlag, 2009.
- [Erm09]** Ermel, V. und Kurrat, M. 2009. Feldwechselwirkungen im Mikroplasmastempel. 14. *Fachtagung Plasmatechnologie*. 2. März 2009.
- [Erm08]** Ermel, Vladimir, et al. 2008. Laterale Plasmawellen in Mikrokavitäten. XV. *Workshop on Plasma- und Oberflächentechnik*. 2008, S. 83.
- [Gän53]** Gänger, Berthold. 1953. *Der elektrische Durchschlag von Gasen*. Berlin : Springer Verlag, 1953. S. 79, 81, 83, 146, 148, 251f, 253f, 256, 258f.
- [Gan09]** Ganjovi, Alireza A., Gupta, Nandini and Raju, Gorur R. Govinda. 2009. A Kinetic Model of a PD Pulse within Voids of Sub-millimeter Dimensions. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical INSulation*. December 2009, Vol. 16, No. 6, p. 1743.
- [Gax95]** Gaxiola, E. H. R. and Wetzer, J. M. 1995. Partial Discharge Detection in Insulators; Scaling Relationships and Practical Implications. *The Eleventh International Conference on Gas Discharge and Their Applications*. 1995, pp. II - 226.
- [Gax99]** Gaxiola, Enrique Humberto Radames. 1999. *Dielectric Breakdown in Insulating Gases - Space Charge Effects and non-Uniform Fields*. Eindhoven : CIP-DATA Library Technische Universiteit Eindhoven, 1999. pp. 6, 55, 139.
- [Ger05]** Gerdinand, Frank. 2005. *Verbundoptimierung mineralisch gefüllter Epoxidharzformstoffe mittels Plasmaaktivierung*. Braunschweig : Cuvillier Verlag Göttingen, 2005.
- [Ger06]** Gerthsen, Tarsilla. 2006. *Chemie für den Maschinenbau 1*. Karlsruhe : Universitätsverlag Karlsruhe, 2006. S. 8.

- [Geu09] Geuzaine, Christophe and Remacle, Jean-Francois. 2009.** Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*. 2009, Vol. O, 1-24.
- [Gib00] Gibalov, V. I. and Pietsch, G. J. 2000.** The development of dielectric barrier discharges in gas gaps and on surfaces. *Journal of Applied Physics*. 2000, Vol. 33, p. 2618.
- [Gib12] Gibalov, Valentin I. and Pietsch, Gerhard J. 2012.** Dynamics of dielectric barrier discharges in different arrangements. *Plasma Sources Sci. Technol.* 2012, Vol. 22.
- [Gut95] Gutfleisch, F. and Niemeyer, L. 1995.** Measurement and Simulation of PD in Epoxy Voids. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*. October 1995, Vol. 2, No. 5, p. 729.
- [Hes76] Hess, Helmut. 1976.** *Der elektrische Durchschlag in Gasen*. Berlin : Vieweg Braunschweig, 1976. S. 26.
- [Hil12] Hilbert, Michael and Kurrat, Michael. 2012.** PIC-MC Simulation-Model for Microplasma-Propagation at Atmospheric Pressure in Cavities. *19th International Conference on Gas Discharges and Their Applications in Beijing*. September 2, 2012.
- [Hil13] Hilbert, Michael, et al. 2013.** PIC-MC Simulationen zur Untersuchung der Mikroplasmaausbreitung entlang von Hohlraumgrenzflächen unter Atmosphärendruck. *ETG Fachbericht 140*. 2013. 4. ETG-Fachtagung Grenzflächen in elektrischen Isoliersystemen.
- [Hil13a] Hilbert, Michael, et al. 2013.** PIC-MC Simulations for Microplasma-propagation in Multiple Cavity Arrangements at Atmospheric Pressure Conditions. *31th Conference on Phenomena in Ionized Gases in Granada*. Juli 15.-19., 2013.
- [Hil14] Hilbert, Michael, et al. 2014.** PIC-MC Simulations for Microplasma propagation in parallel Multi Cavity Arrangements at Atmospheric Pressure Conditions. *20th International Conference on Gas Discharges and their Applications*. 06.-11. July 2014.

- [Hil92] Hilgarth, G. 1992.** *Hochspannungstechnik*. Stuttgart : B.G. Teubner, 1992. S. 72.
- [IEC00] IEC 60270. 2000.** High-voltage test techniques - Partial discharge measurements; Hochspannungs-Prüftechnik - Teilentladungsmessungen. 2000.
- [III10] Illias, Hazlee A., Chen, George and Lewin, Paul L. 2010.** Measurement and Modelling of Partial Discharge Behaviour in a Spherical Cavity within a Solid Dielectric Material as a Function of Cavity Diameter. *IEEE International Conference on Solid Dielectrics*. July 4, 2010.
- [Jeo95] Jeon, Seung-Ik, et al. 1995.** A study on the partial discharge characteristics according to the distribution pattern of voids within an insulation. *IEEE 5th International Conference on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics*. 1995, p. 398.
- [Keß10] Keßler, Michael. 2010.** *Einsatz von syntaktischen Schäumen in der Hochspannungstechnik*. Aachen : Druck und Verlagshaus Mainz, 2010.
- [Kim05] Kim, H. C., et al. 2005.** Particle and fluid simulations of low-temperature plasma discharges: benchmarks and kinetic effects. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2005, Vol. 38, p. R283.
- [Kin85] Kind, Dieter and Kärner, Hermann. 1985.** *High Voltage Insulation Technology*. Braunschweig/Wiesbaden : Vieweg, 1985. pp. 14, 20, 173.
- [Koe93] Koenig, D. and Rao, Y. N. 1993.** *Partial Discharges in Electrical Power Apparatus*. Berlin : VDE Verlag, 1993. p. 79.
- [Kor02] Kortshagen, Uwe and Tsendin, Lev D. 2002.** *Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges*. New York : NATO ASI Series Kluwer Academic Publishers, 2002. p. 59. Vol. Series B: Physics Vol. 367.
- [Küc09] Küchler, Andreas. 2009.** *Hochspannungstechnik, Grundlagen - Technologien - Anwendungen*. Berlin Heidelberg : Springer, 2009. S. 3ff, 154ff, 163ff, 174ff, 242ff.



**[Kur93] Kurrat, M. 1993.** *Modellierung und Messung von Teilentladungen in Hohlräumen zur Bestimmung schädigungsrelevanter Energien.* Dortmund : vK druck, 1993. S. 31.

**[Kur05] Kurrat, Michael. 2005.** Einfluß der inneren Grenzflächen auf die Lebensdauer gefüllter oder glasfaserverstärkter Isolierstoffe unter Freiluftbedingungen. *ETG-Fachtagung "Grenzflächen in elektrischen Isoliersystemen"*. 8.-9. März 2005, Bd. 99.

**[Kus09] Kushner, Mark J. 2009.** Hybrid modelling of low temperature plasmas for fundamental investigations and equipment design. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2009, Vol. 42, 194013.

**[Kus86] Kushner, Mark J. 1986.** Mechanisms for Power deposition in Ar/SiH<sub>4</sub> Capacitively Coupled RF Discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science*. April 1986, Vols. PS-14, No. 2, p. 188.

**[Lee97] Lee, Y. T., et al. 1997.** Global model for high pressure electronegative radio-frequency discharges. *Journal of Vacuum Science & Technology A*. 1997, Vol. 15, p. 113.

**[Lem12] Lemke, E. 2012.** A Critical Review of Partial-Discharge. *IEEE Electrical Insulation Magazine*. November/December 2012, Vol. 28, No. 6, p. 11.

**[Loe39] Loeb, Leonard B. and Kip, Arthur F. 1939.** Electrical Discharges in Air at Atmospheric Pressure The Nature of the Positive and Negative Point-to-Plane Coronas and the Mechanism of Spark Propagation. *Journal of Applied Physics*. 1939, Vol. 10, 142.

**[Luc08] Lucas, N., et al. 2008.** Microplasma stamps for selective surface modification: design and characterization. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008, Vol. 41, 215202 (7pp).

**[Luc09] Lucas, Nina. 2009.** *Microplasma Stamps - An Atmospheric-Pressure Plasma Source for the Area-Selective Modification of Surfaces.* Braunschweig : Shaker Verlag, 2009.

**[Lut11] Lutz, Bernhard. 2011.** *Einflussfaktoren auf die elektrische Feldverteilung in Isoliersystemen mit polymeren Isolierstoffen bei Gleichspannungsbelastung.* München : TUM, 2011. S. 62.

**[McA91] McAllister, I. W. 1991.** Comments on "The temperature dependence of homogeneous field breakdown in synthetic air" by W.S. Zaengl et al. *Electrical Insulation, IEEE Transactions on.* 1991, Vol. 26, No. 3, p. 390.

**[Mer11] Mertmann, Philipp. 2011.** *Numerische Simulation technischer Plasmen: Serielle und Parallele Programmierung.* Bochum : Ruhr-Universität Bochum, 2011.

**[Mes10] Meschede, D. 2010.** *Gerthsen Physik.* Berlin Heidelberg : Springer, 2010. S. 482, 253, 115, 130, 488, 323, 367.

**[Miy06] Miyake, Hiroaki, et al. 2006.** Secondary Electron Emission Measurement of Insulating Materials for Spacecraft. *XXII nd Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum.* 2006, pp. 770-773.

**[Mor93] Morshuis, P. H. F. 1993.** *Partial Discharge Mechanisms.* Delft : Delft University Press, 1993. p. 69.

**[Nie95] Niemeyer, Lutz. 1995.** A Generalized Approach to Partial Discharge Modelling. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.* August 1995, Vol. 2, No. 4, p. 510.

**[Pas89] Paschen, Friedrich. 1889.** Ueber die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drucken erforderliche Potentialdifferenz. *Annalen der Physik.* 1889, Bd. 273, Nr. 5, S. 69-96.

**[Pas93] Passchier, J. D. P. and Goedheer, W. J. 1993.** Relaxation phenomena after laserinduced photodetachment in electronegative rf discharges. *Journal of Applied Physics.* 1993, Vol. 73, p. 1073.

**[Ped95] Pedersen, A., Crichton, G. C. and McAllister, I. W. 1995.** The Functional Relation between Partial Discharges and Induced Charge. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.* 1995, Vol. 2, No. 4, p. 535.

- [Ped84] Pedersen, A., et al. 1984.** Formulation of the streamer breakdown criterion and its application. *Archiv für Elektrotechnik*. 1984, Bd. 67, S. 395-402.
- [Pfl07] Pflug, Andreas. 2007.** *Simulation des reaktiven Magnetron-Sputterns*. Braunschweig : Fraunhofer IRB Verlag, 2007. S. 8ff. Bd. FhG IST Nr.25.
- [Phe99] Phelps, A V and Petrovic, Z Lj. 1999.** Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons. *Plasma Sources Sci. Technol.* 1999, Vol. 8, pp. R21–R44.
- [Rad05] Radmilovic-Radjenovic, M., et al. 2005.** Particle-in-cell simulation of gas breakdown in microgaps. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2005, 38 (2005), p. 950.
- [Rae64] Raether, H. 1964.** *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. London : Butterworth & Co. (Publishers) Ltd., 1964. p. 85.
- [Rei92] Reiss, H. 1992.** Wärmeströme in thermischen Isolierungen. *Physikalische Blätter*. 1992, Bd. 48, Nr. 7/8.
- [Ren95] Renoud, R., Rosenberg, N. and Vicario, E. 1995.** The Secondary Electron Emission Simulation of Insulators: Relation with some Material Physical Constants. *Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 1995. Annual Report*. 1995, p. 175.
- [RiB12] Riß, Julia, Lindmayer, Manfred and Kurrat, Michael. 2012.** Simplification of the Arc Splitting Process in Numerical Gas Flow Simulations. *Proceedings of ICEC-ICREPEC2012*. 2012.
- [Roc13] Roch, Alexander, Menrath, Andreas und Huber, Timo. 2013.** Faserverstärkte Thermoplaste in Sandwichbauweise. *Kunststoffe*. 2013, 10/2013, S. 183-189.
- [Rog11] Roggendorf, Christoph, Schnettler, Armin and Kessler, Michael. 2011.** Modification of the mechanical properties of epoxy resin with polymeric microspheres. *XVII International Symposium on High Voltage Engineering*. August 22, 2011.

- [Sch77] Schimpke, Paul, Schropp, Hermann und König, Rolf. 1977.** *Technologie der Maschinenbaustoffe*. Stuttgart : S. Hirzel Verlag, 1977. S. 235.
- [Sch96] Schön, J. H., Helbig, Klaus and Treitel, Sven. 1996.** *Physical Properties of Rocks: Fundamentals and Principles of Petrophysics*. London : Geophysical Press, 1996. p. 24.
- [Sch68] Schulz, P. 1968.** *Elektronische Vorgänge in Gasen und Festkörpern*. Karlsruhe : Verlag G. Braun, 1968. S. 237.
- [Sch12] Schwanke, C., et al. 2012.** Parallel Particle-in-Cell Monte-Carlo Algorithm for Simulation of Gas Discharges under PVM and MPI. *Lecture Notes in Computer Science*. 2012, Vol. 7133, p. 213.
- [Shr89] Shroff, A. M. and Tonnerre, J. C. 1989.** Secondary electron emission. *Electron Devices Meeting*. 1989, p. 375.
- [Shv06] Shvydky, A., et al. 2006.** Three-Dimensional Monte-Carlo/Particle-in-Cell studies of anode striations and cathode ionization wave in barrier-discharge in AC-PDP cell. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2006, Spec. Issue 34, pp. 878-885.
- [Sur91] Surendra, M. and Graves, David B. 1991.** Particle Simulations of Radio-Frequency Glow Discharges. *IEEE Transactions on Plasma Science*. April 1991, Vol. 19, No. 2, p. 144.
- [Tem15] Temmen, Katrin . 2015.** Grundlagen der physikalischen Vorgänge I - Innere Teilentladungen. *Technische Akademie Esslingen „Teilentladungen in hoch beanspruchten elektrischen Isolierungen“*. 21. - 22. 04. 2015.
- [Tem00] Temmen, Katrin. 2000.** Evaluation of surface changes in flat cavities due to ageing by means of phase-angle resolved partial discharge measurment. *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2000, Vol. 33, pp. 603–608.
- [Tow00] Townsend, J. S. 1900.** The Conductivity produced in Gases by the Motion of Negatively-charged Ions. *Nature*. August 9, 1900, Vol. 62, No. 1606, p. 340.

- [Trö09] Tröger, Karl Alexander. 2009.** *Analyse der elektrischen Durschlagsmechanismen in syntaktischen Schäumen.* Aachen : Druck und Verlagshaus Mainz, 2009. S. 55ff, 83ff.
- [Ume13] Umemura, Tokihiro, et al. 2013.** Partial Discharges of Small-air-gap in Cast-resin Insulation System. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation.* 2013, Vol. 20, No. 1, p. 255.
- [vHi32] v. Hippel, A. 1932.** Die Entwicklungsgeschichte des elektrischen Funkens und seiner Vorentladungen. *Zeitschrift für Physik.* 1932, Bd. 80, S. 19.
- [Vev63] Veverka, A. 1963.** Zur Problematik der Ionisation. *Elektrie.* 1963, Bd. 1.
- [Wet89] Wetzer, J. M. and van der Laan, P. C. T. 1989.** Prebreakdown Currents. *IEEE Transactions on Electrical Insulation.* April 1989, Vol. 24, No. 2, p. 297.
- [Wie10] Wiedenhoff, Peter. 2010.** *The Influence of Risk on CDM Cost Effectiveness from Perspective of EU-ETS Compliance Investors.* Braunschweig : Cuvillier Verlag Göttingen, 2010. p. 54.
- [Yur09] Yurgelenas, Y. V. and Leeva, M. A. 2009.** Development of a Barrier Discharge in Air in Highly Nonhomogeneous Electric Field Caused by the Residual Dielectric Surface Charges. *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2009, Vol. 37, No. 6, p. 809.
- [Zae91] Zaengl, W. S., Yimvuthikul, S. and Friedrich, G. 1991.** The Temperature Dependence of Homogeneous Field Breakdown in Synthetic Air. *IEEE Transactions on Electrical Insulation.* 1991, Vol. 26, No. 3, pp. 380-390.
- [Zal85] Zalm, P. C. and Beckers, L. J. 1985.** Ion-induced secondary electron emission from copper and zinc. *Surface Science.* 1985, 152/153 (1985), p. 135.



## Appendix





## Appendix A: Wirkungsquerschnitte

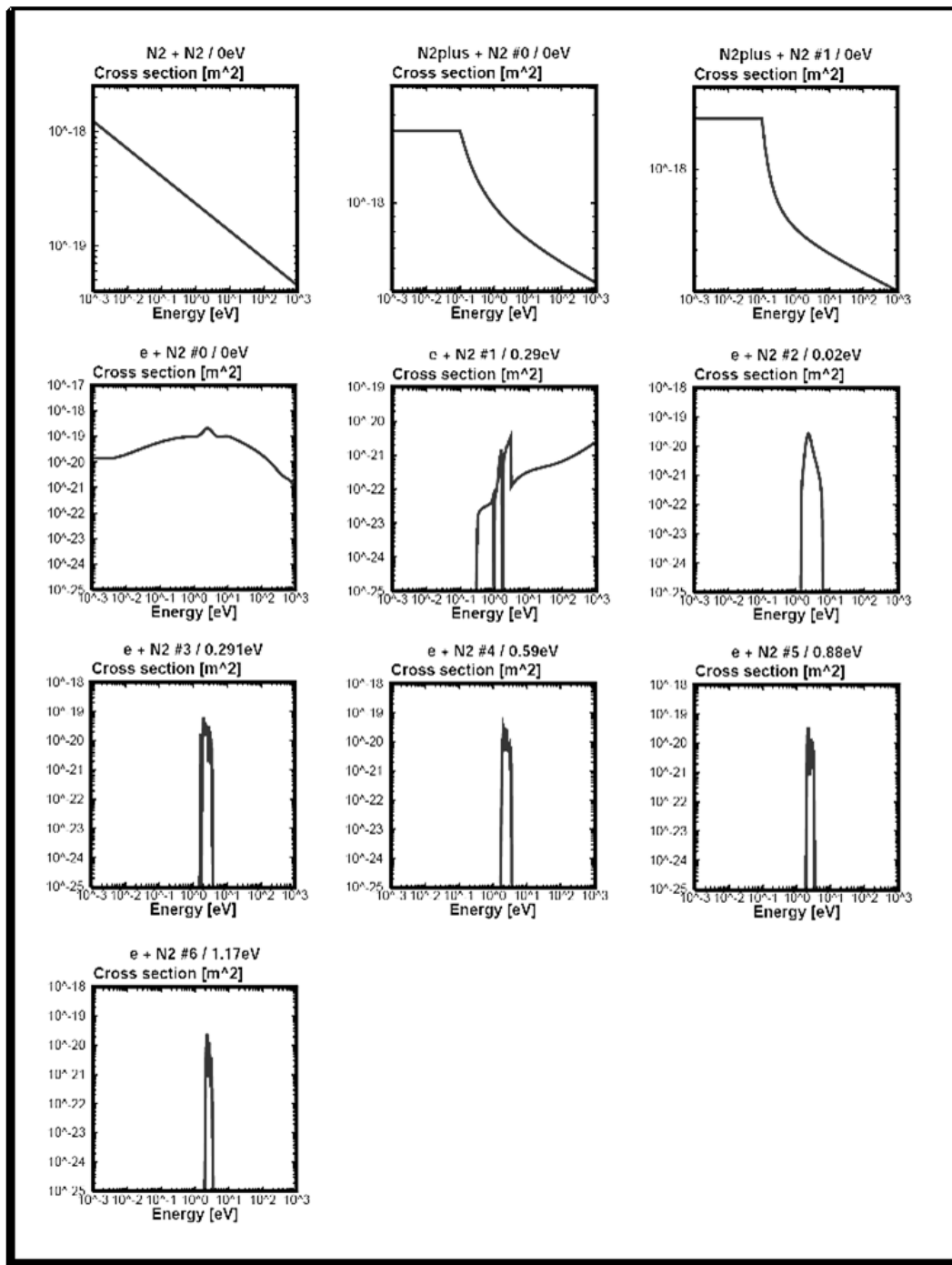


Bild 0.1 Wirkungsquerschnitte bzw. Cross Sections aus dem PIC-MC-Tool I

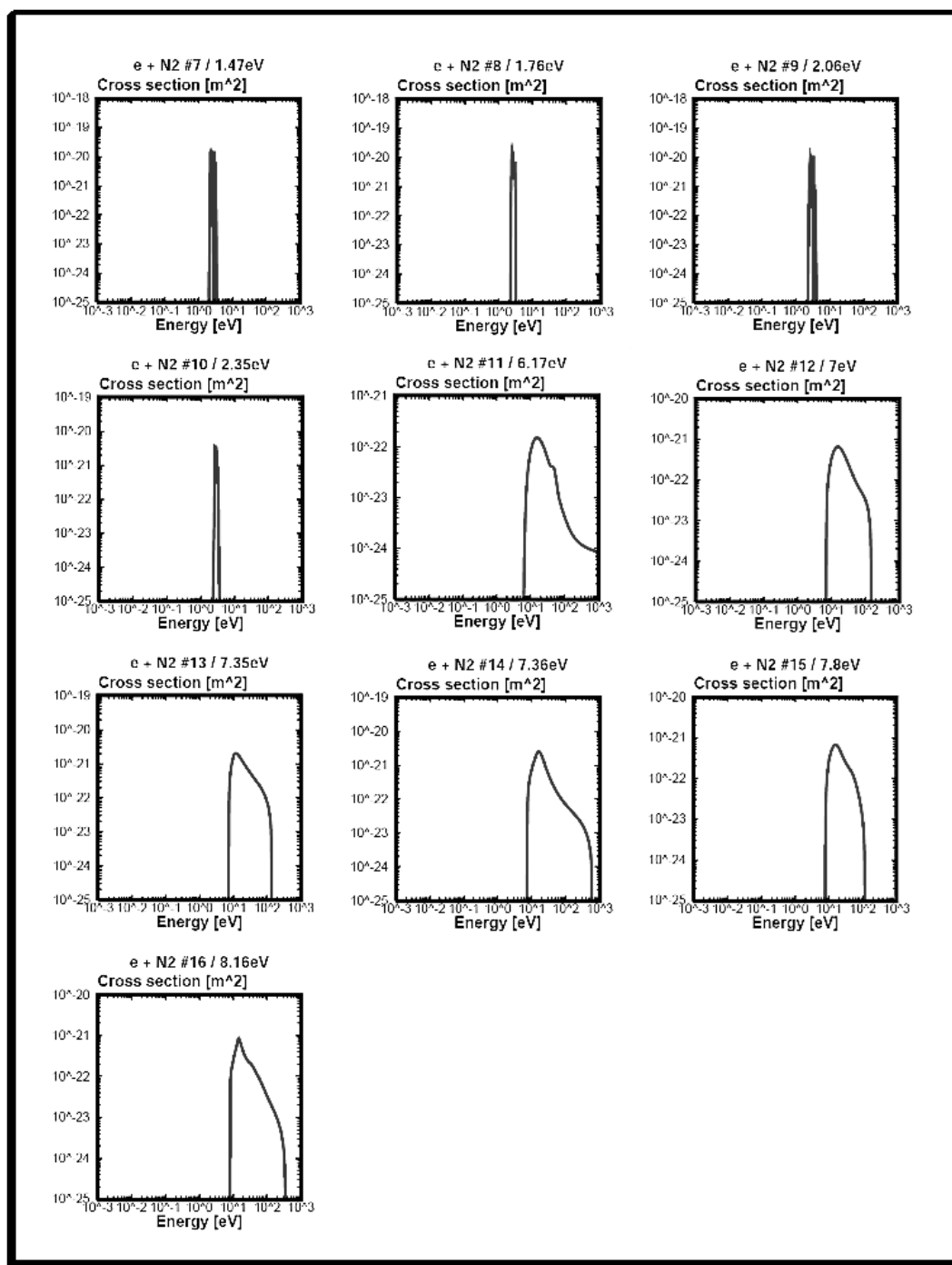


Bild 0.2 Wirkungsquerschnitte bzw. Cross Sections aus dem PIC-MC-Tool II

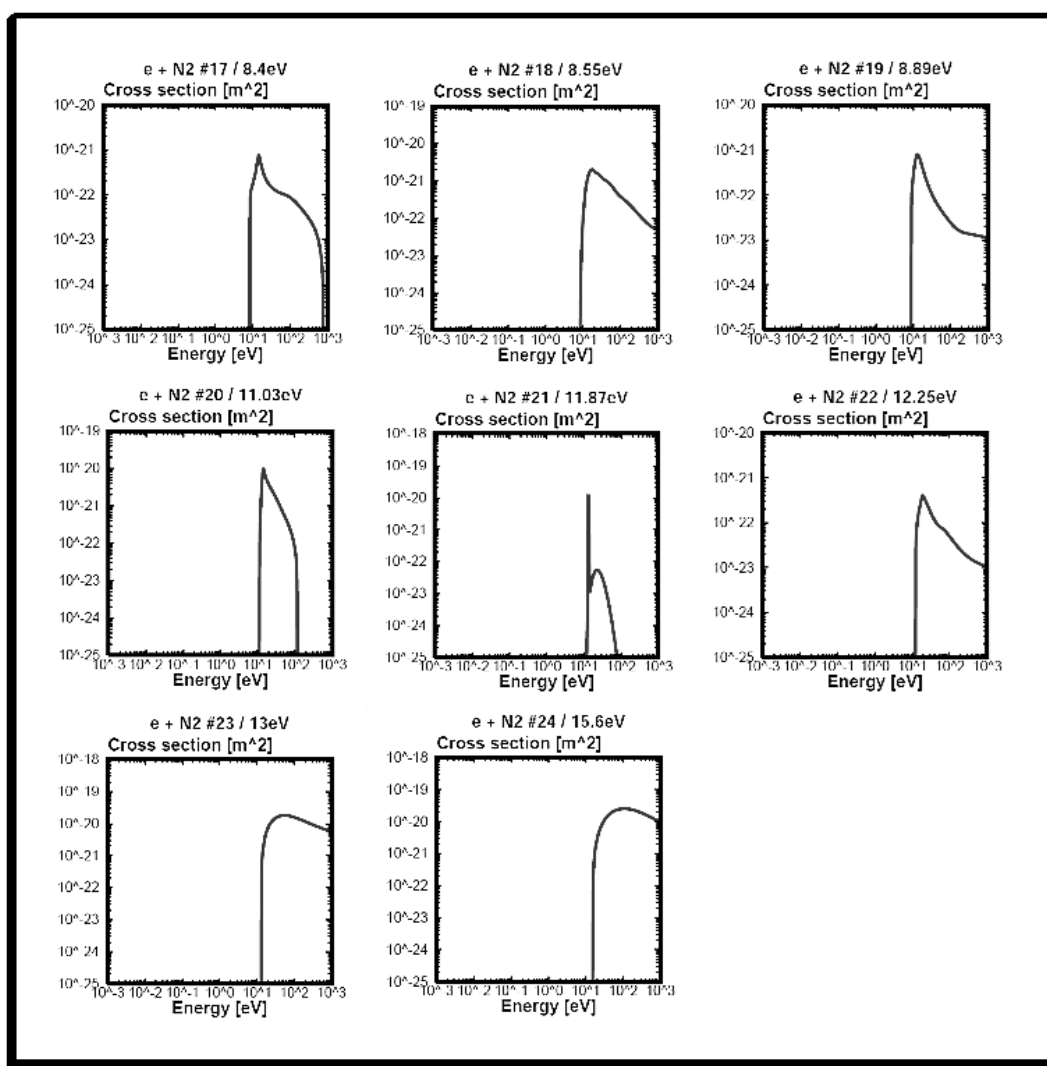
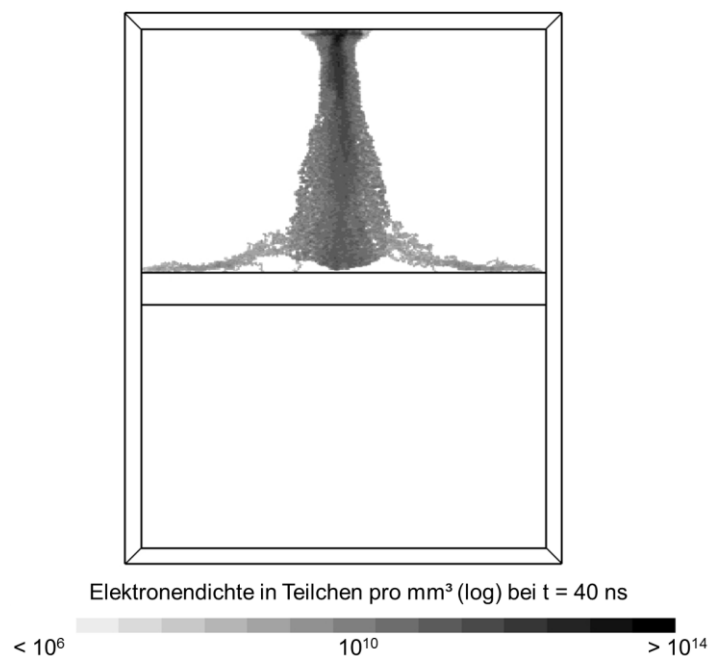


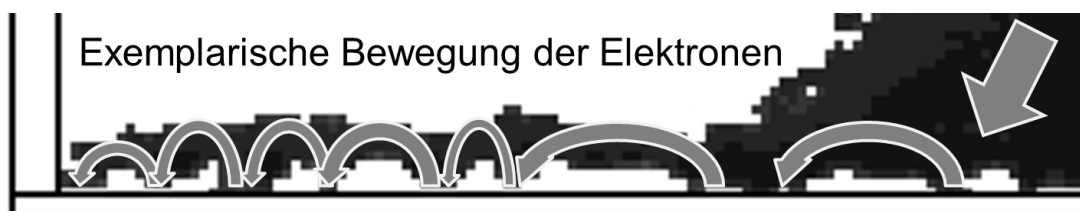
Bild 0.3 Wirkungsquerschnitte bzw. Cross Sections aus dem PIC-MC-Tool III



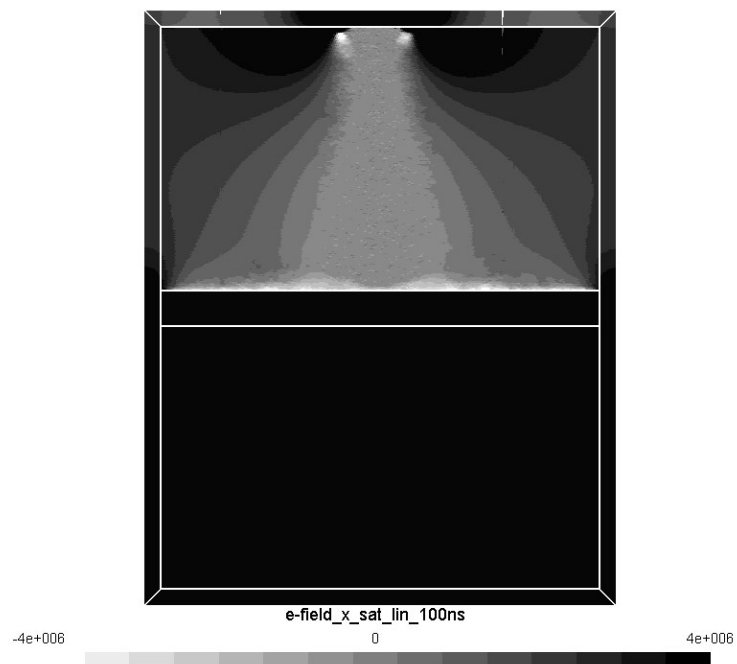
## Appendix B: Weitere Simulationsbilder



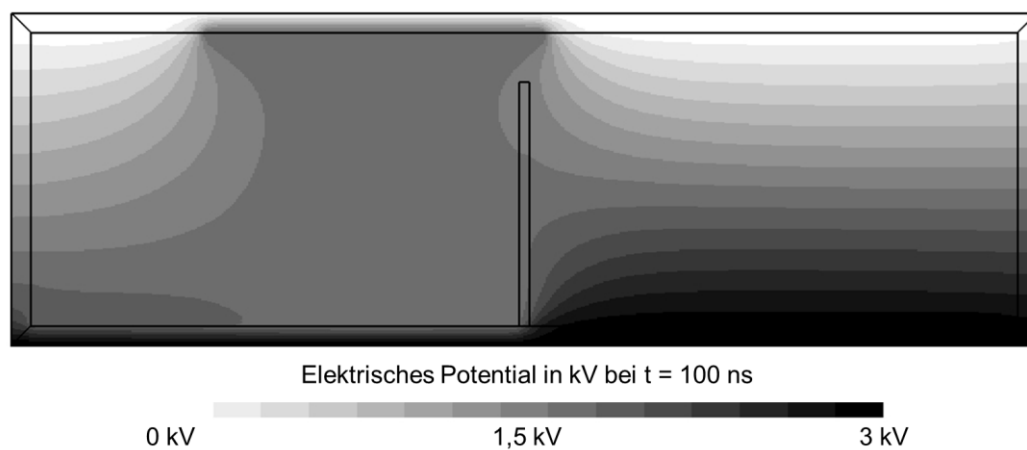
**Bild 0.4 Elektronendichte in einer seriellen getrennten Mehrfachhohlraumgeometrie mit nur einem Startelektron im oberen Hohlraum ( $t = 100 \text{ ns}$ )**



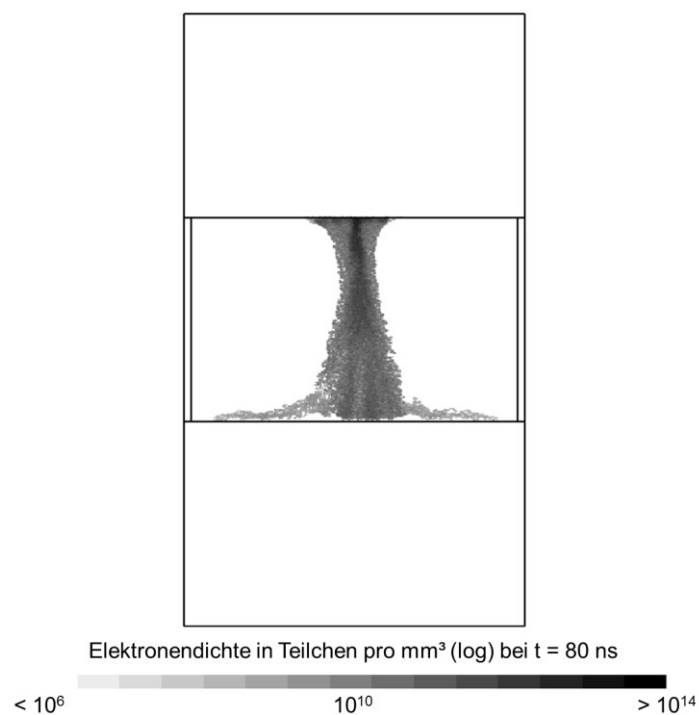
**Bild 0.5 Exemplarische ungleichmäßige Bewegung der Elektronenwolke auf der Isolierstoffoberfläche durch die absorbierten Ladungsträger**



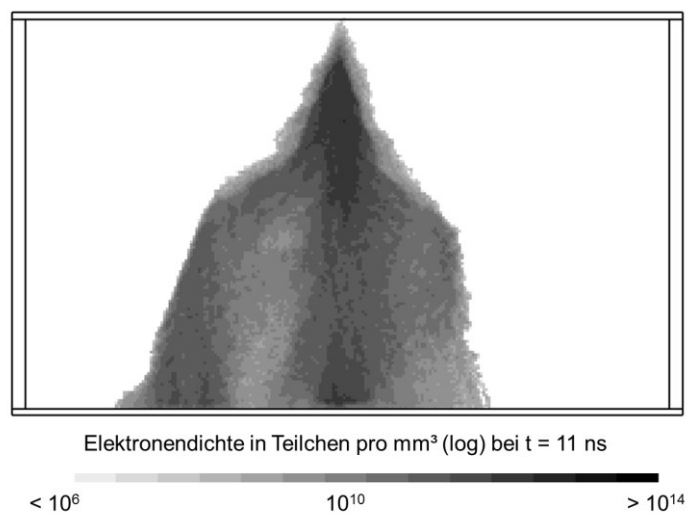
**Bild 0.6 x-Komponente der elektrischen Feldstärke in einer seriellen getrennten Mehrfachhohlraumgeometrie mit nur einem Startelektron im oberen Hohlraum (vgl. mit Bild 0.4) ( $t = 100$  ns)**



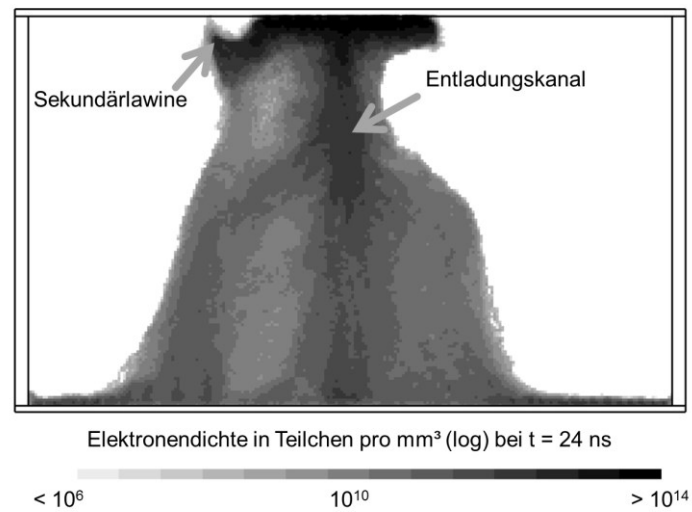
**Bild 0.7 Elektrisches Potential einer Entladung bei seriellen, kathodennah verbundenen Mikrohöhlräumen ( $t = 100$  ns)**



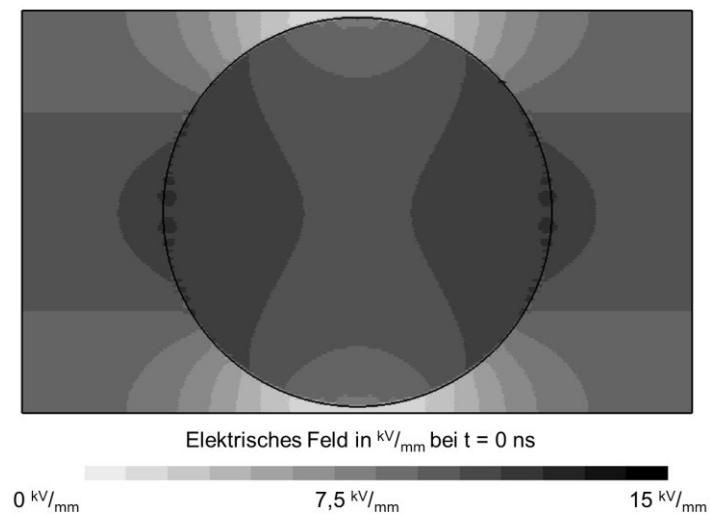
**Bild 0.8 Elektronendichte während einer Entladung in einem Einzelhohlraum mit einem dickeren Dielektrikum ( $t = 80$  ns)**



**Bild 0.9 Elektronendichte in einem Einzelhohlraum bei Ausbildung der Sekundärlawinen mit fünf Startelektronen ( $t = 11$  ns)**

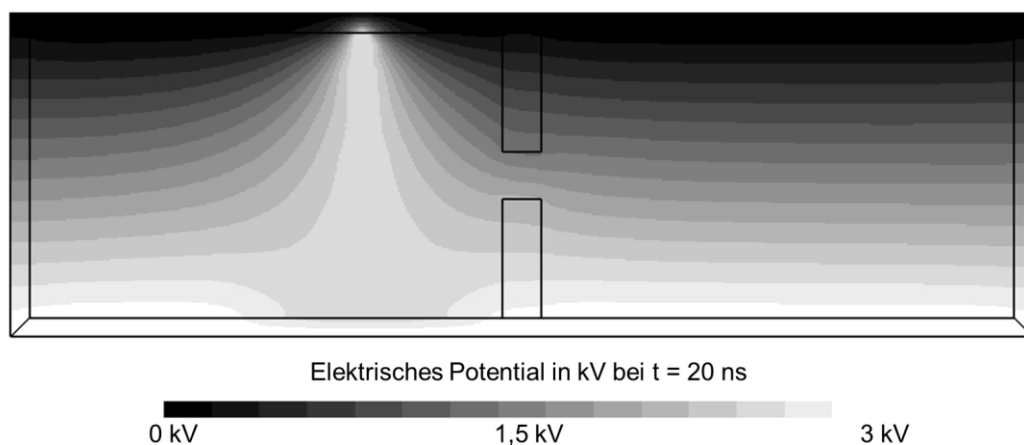


**Bild 0.10 Elektronendichte in einem Einzelhohlraum bei der Ausbildung von Sekundärlawinen trotz bestehendem Entladungskanal mit fünf Startelektronen ( $t = 24 \text{ ns}$ )**

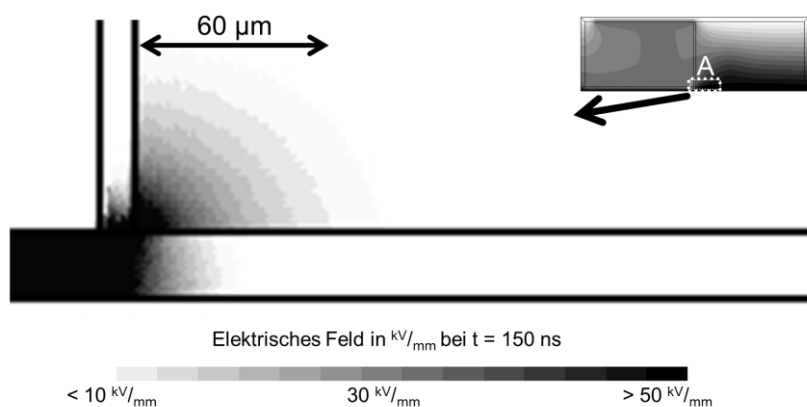


**Bild 0.11 Elektrisches Feld in einem kreisförmigen Hohlraum während der Initialisierung mit inhomogener Feldverteilung ( $t = 0 \text{ ns}$ )**

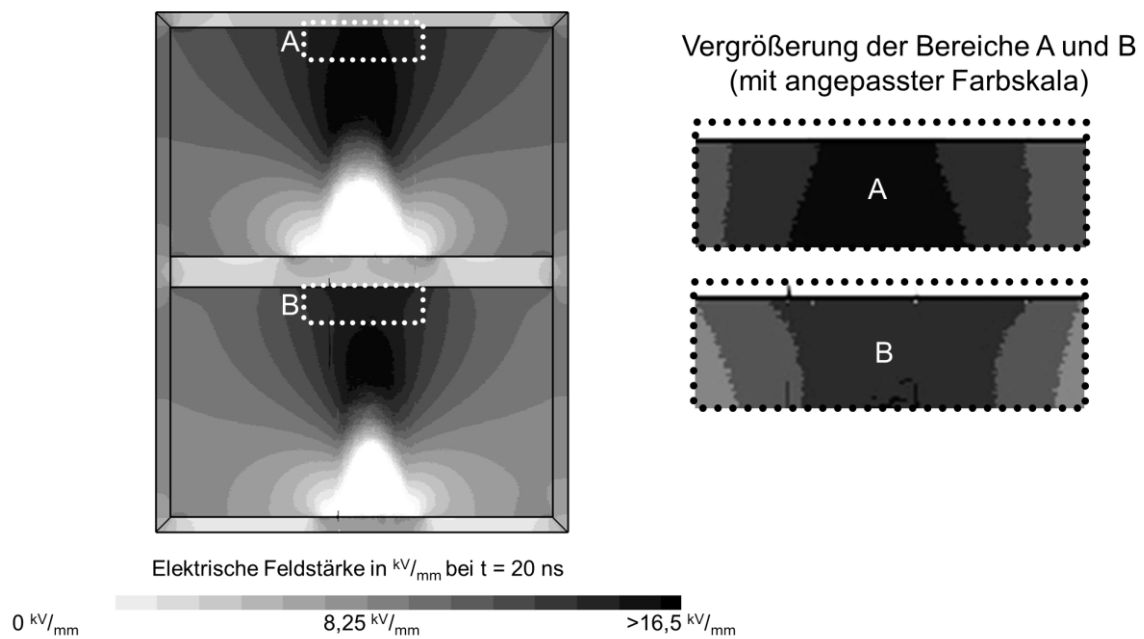




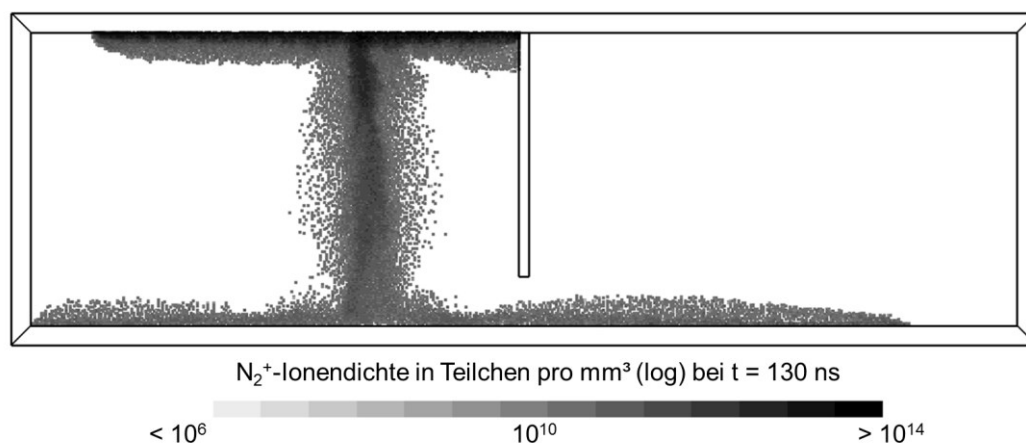
**Bild 0.12 Elektrische Potentialverteilung bei parallelen getrennten Hohlräumen nach der Primärlawine mit verändertem elektrischen Feld (links) und nahezu homogener Feldverteilung (rechts) ( $t = 20 \text{ ns}$ )**



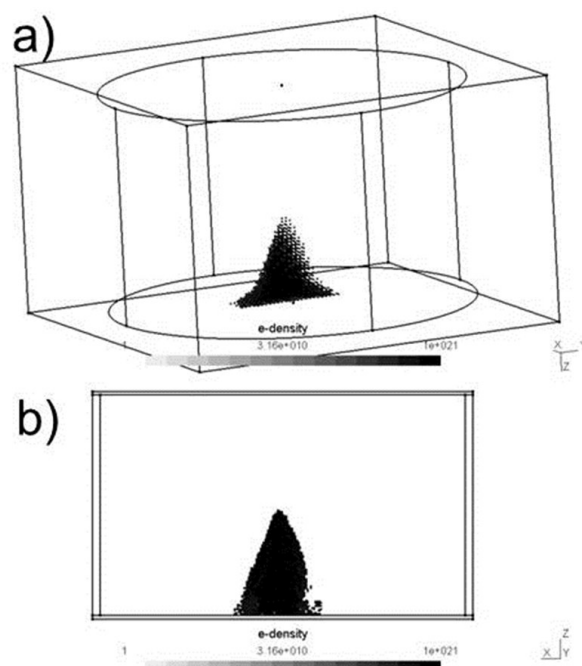
**Bild 0.13 Elektrisches Feld bei parallelen verbundenen Mehrfachhohlräumen mit Vergrößerung des Bereiches A aus Bild 4.3 (bei  $t = 150 \text{ ns}$ )**



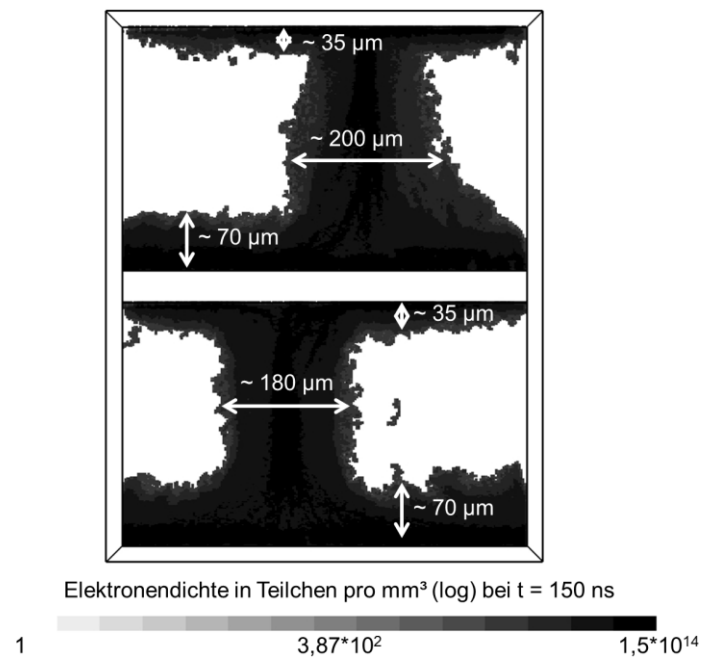
**Bild 0.14 Elektrische Feldstärke bei seriellen getrennten Hohlräumen nach den Primärlawinen und ungleiche Feldverteilung in Bereich A und B mit angepassten Vergrößerungen (links) ( $t = 20 \text{ ns}$ )**



**Bild 0.15 Positive Ionendichte ( $\text{N}_2^+$ ) bei parallelen verbundene Hohlräumen mit anodennaher Verbindungsöffnung ( $t = 130 \text{ ns}$ )**



**Bild 0.16 Exemplarische Gegenüberstellung einer 3D (a) und einer quasi-2D (b) Simulation eines Einzelhohlraumes**



**Bild 0.17 Elektronendichte in seriellen getrennten Hohlräumen bei versetzten Startelektronen nach einer Entladung sowie anschließender Polaritätsumkehr nach Abklingvorgang mit charakteristischen Größen ( $t = 190 \text{ ns}$ )**

## Appendix C: Berechnungen

Zylindrische Kapazität des Hohlraumes:

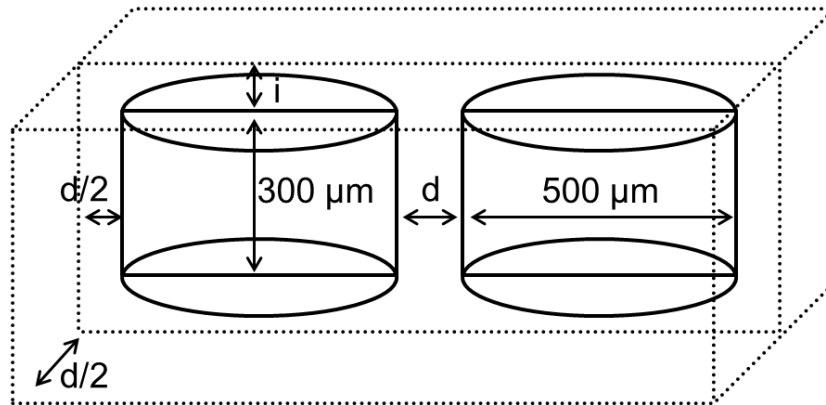
$$\begin{aligned}
 C_{Zylinder} &= \varepsilon \cdot \frac{A_{Kreis}}{d_{Höhe}} = \varepsilon_0 \cdot \frac{\pi \cdot r^2}{d_{Höhe}} \\
 &= 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm} \cdot \frac{\pi \cdot (25 \cdot 10^{-5}m)^2}{3 \cdot 10^{-4}m} = 5,8fF
 \end{aligned} \tag{0.1}$$

Zylindrische Kapazität des Dielektrikums:

$$\begin{aligned}
 C_{Zylinder} &= \varepsilon \cdot \frac{A_{Kreis}}{d_{Höhe}} = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot \frac{\pi \cdot r^2}{d_{Höhe, Dielektrikum}} \\
 &= 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm} \cdot 3 \cdot \frac{\pi \cdot (25 \cdot 10^{-5}m)^2}{1 \cdot 10^{-3}m} = 0,522pF
 \end{aligned} \tag{0.2}$$



## Appendix D: Exemplarische Nebenrechnung zur Porosität



**Bild 0.18 Exemplarisches Modell zur Bestimmung der Porosität bei zylindrischen parallelen Mehrfachhohlräumen**

Hohlraumvolumen  $V_P$ :

$$V_P = 2 \cdot \pi \cdot 300\ \mu\text{m} \cdot (250\ \mu\text{m})^2 = 0,12\ \text{mm}^3 \quad (0.3)$$

Gesamtvolumen  $V$ :

$$V = (300\ \mu\text{m} + 2 \cdot i) \cdot (2 \cdot 500\ \mu\text{m} + 2 \cdot d) \cdot (500\ \mu\text{m} + d) \quad (0.4)$$

Maximal bei  $d = 40\ \mu\text{m}$  und  $i = 20\ \mu\text{m} \rightarrow \Phi_{\text{max}} = 60\ \%$

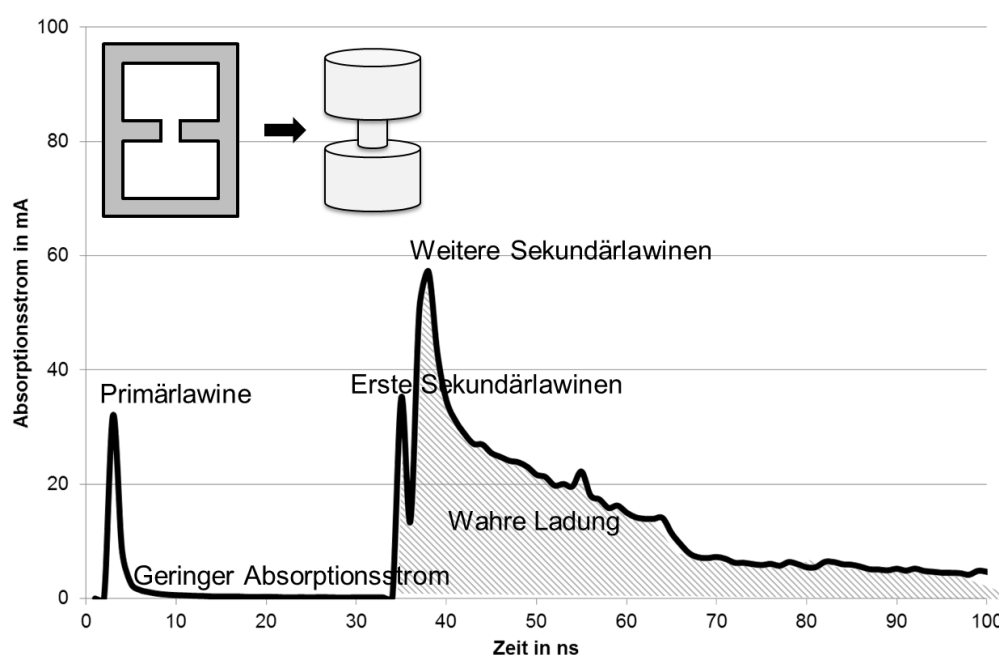
Minimal bei  $d = 10\ \mu\text{m}$  und  $i = 20\ \mu\text{m} \rightarrow \Phi_{\text{min}} = 67\ \%$





## Appendix E: Exemplarische Entladungsströme bei multiplen Hohlräumen

Zur Betrachtung des Verhaltens bei multiplen Hohlräumen wird exemplarisch eine Geometrie mit zwei in Feldrichtung seriell verbundenen Hohlräumen (gemäß Kapitel 4.1.4) gewählt. Der Absorptionsstrom wird, wie zuvor in Kapitel 3.6 beschrieben, berechnet und ist in Bild 0.19 dargestellt.



**Bild 0.19 Exemplarischer Absorptionsstrom an der Kathode in seriell verbundenen Mehrfachhohlräumen**

Das prinzipielle Verhalten entspricht hier dem Einzelhohlraum, jedoch zeigen die Primärlawinen einen ca. um den Faktor 2 höheren Strompeak. Als Auffälligkeit kann jedoch nur ein geringerer maximaler Strompeak beobachtet werden. Daher ergibt sich hier eine wahre Ladung  $q_w \sim 1200 \text{ pC}$ . Gemäß Vereinfachungen und Gleichung (0.1) ergibt sich eine Dielektrikum-Kapazität wie bei Einzelhohlraum von ca.  $0,5 \text{ pF}$ . Basierend auf der höheren Spannung über dem Hohlraum (etwa gleiche elektrische Feldstärke) ergibt sich also eine maximale Ladung von ca.  $3000 \text{ pC}$ . Bei der Abschätzung über die maximalen Kapazitäten ist der Unterschied Faktor 2 bei vollständig entladenen Hohlräumen. Gemäß Wetzer [Wet89] sind jedoch geringere

Ladungsmengen bei unvollständig entladenen Hohlräumen zu erwarten. Daher kann in dieser exemplarischen Betrachtung von einem nicht vollständig entladenen multiplen Hohlraum ausgegangen werden.

## Appendix F: Charakteristische Wertetabellen

Tabelle 0.1 Typische Werte eines Einzelhohlraumes mit Startelektron nahe Kathode

Einzelhohlraum		
Maximale Elektronendichte in der Primärlawine		$0,9 - 1,1 \cdot 10^{12} \text{ mm}^{-3}$
Maximale Elektronendichte im Hohlraum nach der Kanalentladung		$1,2 - 1,4 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
Breite des Entladungskanals		100 – 120 $\mu\text{m}$
Dicke Fallgebiet	Anode	15 – 25 $\mu\text{m}$
	Kathode	35 – 50 $\mu\text{m}$

Tabelle 0.2 Typische Werte eines Einzelhohlraumes mit Startelektron auf halbem Potential

Einzelhohlraum, Startelektron halbes Potential		
Maximale Elektronendichte in der Primärlawine		$2 \cdot 10^{11} \text{ mm}^{-3}$
Maximale Elektronendichte im Hohlraum nach der Kanalentladung		$1,2 - 1,4 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
Breite	Entladungskanal	130 – 170 $\mu\text{m}$
Dicke Fallgebiet	Anode	15 – 25 $\mu\text{m}$
	Kathode	35 – 50 $\mu\text{m}$

Tabelle 0.3 Typische Werte eines Einzelhohlraumes mit Startelektron nahe der Grenzfläche

Einzelhohlraum, Startelektron nahe Grenzfläche		
Maximale Elektronendichte in der Primärlawine		$1 \cdot 10^{12} \text{ mm}^{-3}$
Maximale Elektronendichte im Hohlraum nach der Kanalentladung		$1,2 - 1,4 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
Breite	Entladungskanal	100 – 120 $\mu\text{m}$
Dicke Fallgebiet	Anode	15 – 25 $\mu\text{m}$
	Kathode	35 – 50 $\mu\text{m}$

Tabelle 0.4 Typische Werte eines Einzelhohlraumes mit mehreren Startelektronen  
(\*) Hauptentladungskanal jedoch nur 100-120  $\mu\text{m}$ 

Einzelhohlraum, mehrere Startelektronen		
Maximale Elektronendichte in der Primärlawine		$1,4 - 1,6 \cdot 10^{12} \text{ mm}^{-3}$
Maximale Elektronendichte im Hohlraum nach der Kanalentladung		$1,4 - 1,6 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
Breite	Entladungskanal	250 – 280 $\mu\text{m}$ (*)
Dicke Fallgebiet	Anode	15 – 25 $\mu\text{m}$
	Kathode	35 – 50 $\mu\text{m}$

Tabelle 0.5 Typische Werte eines kreisförmigen Einzelhohlraumes

Einzelhohlraum, kreisförmig		
Maximale Elektronendichte in der Primärlawine		$0,9 - 1,1 \cdot 10^{12} \text{ mm}^{-3}$
Maximale Elektronendichte im Hohlraum nach der Kanalentladung		$1,2 - 1,4 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
Breite	Entladungskanal	100 – 120 $\mu\text{m}$
Dicke Fallgebiet	Anode	15 – 25 $\mu\text{m}$
	Kathode	35 – 50 $\mu\text{m}$

Tabelle 0.6 Typische Werte eines parallel getrennten Mehrfachhohlraumes

<b>Mehrfachhohlraum, parallel getrennt</b>		
<b>Maximale Elektronendichte in der Primärlawine</b>		$0,7 - 0,9 \cdot 10^{12} \text{ mm}^{-3}$
<b>Maximale Elektronendichte im Hohlraum nach der Kanalentladung</b>		$0,6 - 0,9 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
<b>Breite</b>	Entladungskanal	100 – 170 $\mu\text{m}$
<b>Dicke Fallgebiet</b>	Anode	15 – 25 $\mu\text{m}$
	Kathode	35 – 50 $\mu\text{m}$

Tabelle 0.7 Typische Werte eines parallel verbundenen Mehrfachhohlraumes

<b>Mehrfachhohlraum, parallel verbunden</b>		
<b>Maximale Elektronendichte in der Primärlawine</b>		$0,6 - 0,9 \cdot 10^{12} \text{ mm}^{-3}$
<b>Maximale Elektronendichte im Hohlraum nach der Kanalentladung</b>		$0,6 - 0,9 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
<b>Breite</b>	Entladungskanal	100 – 120 $\mu\text{m}$
<b>Dicke Fallgebiet</b>	Anode	15 – 25 $\mu\text{m}$
	Kathode	35 – 50 $\mu\text{m}$

**Tabelle 0.8 Typische Werte eines seriell getrennten Mehrfachhohlraumes**  
**(K) Kathodennaher Hohlraum (in Simulationen oben)**  
**(A) Anodennaher Hohlraum (in Simulationen unten)**

<b>Mehrfachhohlraum, seriell getrennt</b>			
<b>Maximale Elektronendichte in der Primärlawine</b>	<b>K</b>		$2 - 4 \cdot 10^{11} \text{ mm}^{-3}$
	<b>A</b>		$5 - 7 \cdot 10^{11} \text{ mm}^{-3}$
<b>Maximale Elektronendichte im Hohlraum nach der Kanalentladung</b>	<b>K</b>		$0,2 - 0,3 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
	<b>A</b>		$0,9 - 1,2 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
<b>Breite</b>	Entladungskanal	<b>K</b>	110 – 140 $\mu\text{m}$
		<b>A</b>	130 – 170 $\mu\text{m}$
<b>Dicke Fallgebiet</b>	Anode	<b>K</b>	35 – 50 $\mu\text{m}$
		<b>A</b>	15 – 25 $\mu\text{m}$
	Kathode	<b>K</b>	35 – 50 $\mu\text{m}$
		<b>A</b>	35 – 50 $\mu\text{m}$

**Tabelle 0.9 Typische Werte eines seriell verbundenen Mehrfachhohlraumes**

<b>Mehrfachhohlraum, seriell verbunden</b>		
<b>Maximale Elektronendichte in der Primärlawine</b>		$1,9 - 2,7 \cdot 10^{12} \text{ mm}^{-3}$
<b>Maximale Elektronendichte im Hohlraum nach der Kanalentladung</b>		$1,6 - 2,6 \cdot 10^{14} \text{ mm}^{-3}$
<b>Breite</b>	Entladungskanal	130 – 200 $\mu\text{m}$
<b>Dicke Fallgebiet</b>	Anode	35 – 55 $\mu\text{m}$
	Kathode	35 – 50 $\mu\text{m}$





## Glossar

Entladungskanal: Der Entladungskanal wird durch eine hohe Elektronendichte charakterisiert und stellt somit eine Überbrückung des Hohlraums dar. Er wird durch die residuale Elektronendichte der Primärlawine und das hierauf Auftreffen der Sekundärlawinen stufenartig ausgebildet (siehe Bild 3.12).

Feldfreiheit: Unter Feldfreiheit wird in dieser Arbeit eine elektrische Feldstärke von wenigen Volt pro Millimeter verstanden. Hier wird zumeist von  $E < 50 \text{ V/mm}$  ausgegangen, da aufgrund der Teilchensimulationen in der Regel keine echte Feldfreiheit von  $0 \text{ V/mm}$  erreicht wird.

Feldkopplung: Unter Feldkopplung wird die Kopplung bzw. gegenseitige Beeinflussung zweier Hohlräume miteinander lediglich durch die Wirkung des elektrischen Feldes verstanden. Dies kann vorwiegend bei geschlossenzelligen, jedoch ebenfalls bei offenzelligen Schäumen auftreten (vgl. Kapitel 4.1.3).

Mikroplasmen: Ein Mikroplasma ist eine Gasentladung mit daraus resultierenden hohen Ladungsträgerdichten sowie reduzierten Feldstärken im Bereich weniger Mikrometer bis hin zu unter einem Millimeter in der Ausmessung.

Plasmakopplung: Unter Plasmakopplung wird die Kopplung bzw. Beeinflussung zweier Hohlräume miteinander durch Ladungsträgertransport (folglich bei offenzelligen Schäumen) verstanden (vgl. Kapitel 4.1.4).

Porosität: Porosität bezeichnet das Verhältnis aus Hohlraum- zu Gesamtvolumen eines porösen Werkstoffes (siehe Kapitel 2.1.2).

Primärelektron, Startelektron: Als Primär- bzw. Startelektron wird ein jedes Elektron verstanden, welches direkt in der Simulation initiiert wird und so eine Primärlawine auslösen kann.

Primärlawine: Unter einer Primärlawine wird die erste Lawine innerhalb eines Hohlraumes verstanden, welche alleine durch das Startelektron ausgelöst wird (z. B. Bild 3.10).

Sekundärelektronen: Sekundärelektronen sind jene Elektronen, welche über die Ionenrückwirkung an der Kathode erzeugt werden und zu Sekundärlawinen führen (können).

Sekundärelektronenemissionskoeffizient (secondary electron emission yield, SEE): Unter Sekundärelektronenemissionskoeffizient wird das Verhältnis von auftreffenden und absorbierten positiven Ionen zu emittierten Elektronen beschrieben.

Sekundärlawinen: Sekundärlawinen sind jene Lawinen die durch die Sekundärelektronen erzeugt werden und durch ihr Voranwachsen den Entladungskanal bilden.

Wirkungsquerschnitt/Cross Section: Unter Wirkungsquerschnitt wird der Reaktionsradius eines Teilchens bezogen auf die Energie beschrieben (vgl. Appendix, Bild 0.1, Bild 0.2 und Bild 0.3).

## Studentische Arbeiten

- Carola Schierding (SA) „Inbetriebnahme und Abstimmung der Messtechnik für Mikroentladungen“
- Zahide Cengil (BA) „Berechnung der Degradationsmechanismen bei Mikroentladungen“
- Ahmad Suliman (BA) „Voruntersuchungen zu Erosion und Teilentladungsverhalten in Mikrokavitäten“

### Andere Themen:

- Martin Köther (DA) „Untersuchungen des Verhaltens von galvanischen Oberflächenbeschichtungen im elektrischen Feld unter erschwerten Innenraumbedingungen.“
- Henrik Stadtmann (SA) „Modifikation des dynamischen Tropfentests für Gleichspannungsbelastung“
- Lorenz Soleymani (BA) „Entwicklung einer Simulationsumgebung für ein Hochvolt-Bordnetz in der Elektromobilität“
- Bernard Barbosa da Silva (BA) „Manufacturing and electrical Characterization of Nanocomposites“
- Dorothea Kaluza (BA) „Weiterentwicklung einer Simulationsumgebung für ein Hochvoltbordnetz in der Elektromobilität“
- Martin Wernicke (BA) „Messungen mit dem dynamischen Tropfentest bei Gleichspannungsbelastung mit einer DC-Quelle“
- Benjamin Kühn (MA) „Entwicklung eines Teilentladungs-Prüfkreises für Wechselspannungen im Kilohertzbereich“
- Stephan Passon (BA) „Aufbau und Kalibrierung eines gedämpft-kapazitiven Hochspannungsteilers für Messungen bis 1 MV“
- Carola Schierding (DA) „Aufbau eines Messplatzes zur Untersuchung der Übertragbarkeit von Hochspannungsprüftechnik auf Niederspannungsgeräte“



## Eigene Veröffentlichungen

- N. Hill, M. Hilbert, F. Haake, M. Kurrat, Partial Discharge free Bushing for Thermal Cycling Tests up to 150 °C at 10 kV, 19th International Symposium on High Voltage Engineering, 23. – 28.08.2015, Pilsen, Czech Republic
- M. Hilbert, Simulation von Gasentladungsprozessen mit Modellen für poröse Medien, Technische Akademie Esslingen „Teilentladungen in hoch beanspruchten elektrischen Isolierungen“, 21. – 22.04.2015, Esslingen
- M. Hilbert, M. Kurrat, Grundlagen der physikalischen Vorgänge II - Äußere Teilentladungen, Technische Akademie Esslingen „Teilentladungen in hoch beanspruchten elektrischen Isolierungen“, 21. – 22.04.2015, Esslingen
- M. Hilbert, M. Siemers, A. Pflug, M. Kurrat, PIC-MC Simulations for Microplasma propagation in parallel Multi Cavity Arrangements at Atmospheric Pressure Conditions, 20th International Conference on Gas Discharges and their Applications GD 2014, 06. – 11.07.2014, Orléans, France
- M. Hilbert, M. Budde, M. Kurrat, Partial Discharge Measurements for Diagnostic of Epoxy Resin Insulation Systems, Technische Akademie Esslingen Epoxidharze in Elektrotechnik und Elektronik – Epoxy Resins in Electrical and Electronic Engineering, 06. – 08.05.2014, Esslingen
- M. Hilbert, M. Siemers, A. Pflug, M. Kurrat, PIC-MC Simulationen zur Untersuchung der Mikroplasmaausbreitung entlang von Hohlraumgrenzflächen unter Atmosphärendruck, 4. ETG-Fachtagung Grenzflächen in elektrischen Isoliersystemen, 12. – 13.11.2013, Dresden, ETG-Fachbericht 140
- B. Barbosa da Silva, L. Sphaier, M. Hilbert, Thermal and Electrical Characterization of Polymeric Nanocomposites, 22th International Congress of Mechanical Engineering COBEM 2013, 03. – 07.11.2013, Ribeirão Preto, Brazil
- M. Hilbert, M. Siemers, A. Pflug, M. Kurrat, PIC-MC Simulations for Microplasma propagation in Multiple Cavity Arrangements at Atmospheric Pressure Conditions, 31st International Conference on Phenomena in Ionized Gases, 14. – 19.07.2013, Granada, Spain
- M. Hilbert, M. Kurrat, PIC-MC Simulation-Model for Microplasma-Propagation at Atmospheric Pressure in Cavities, 19th International Conference on Gas Discharges and Their Applications, 02. – 07.09.2012, Beijing, China

- M. Hilbert, M. Budde, M. Kurrat, Teilentladungsdiagnostik von hochbelasteten Isoliersystemen auf Epoxidharzbasis, Technische Akademie Esslingen „Epoxid- und Polyurethanharze in Elektrotechnik und Elektronik – Epoxy and Polyurethane Resins in Electrical and Electronic Engineering“, 08. – 10.05.2012, Esslingen
- M. Hilbert, C. Guca, M. Kurrat, Aging Test of Silicon Hydrophobicity with Non-Ideal DC under Influence of Voltage Parameters, 17th International Symposium on High Voltage Engineering, 22. – 26.08.2011, Hannover, Germany
- M. Hilbert, M. Kurrat, Das Dynamische Tropfen-Prüfverfahren bei gleichgerichteter Spannung unter Einfluss der Welligkeit, ETG-Fachtagung 2010 „Isoliersysteme bei Gleich- und Mischfeldbeanspruchung“, 27. – 28.09.2010 in Köln, ETG-Fachbericht 125
- K. Rethmeier, M. Krüger, A. Kraetge, M. Kurrat, M. Budde, M. Hilbert, W. Kalkner, C. Balkon, Unterdrückung von Frequenz- und Pulsstörungen bei Teilentladungsmessungen in gestörter Messumgebung, ETG-Kongress „Diagnostik elektrischer Betriebsmittel“, 27. – 28.10.2009, Düsseldorf, ETG Fachbericht 119
- M. Blaz, M. Hilbert, M. Kurrat, Investigation of the surface flashover behaviour of cylindrical insulators in liquid nitrogen, Proceedings of the 16th International Symposium on High Voltage Engineering, 24. – 28.08.2009, Cape Town, South Africa
- M. Hilbert, S. Heier, Vom Wind zum elektrischen Strom, Physik in der Schule – Hochspannungsnetze, 58 (2009), Heft 5, S. 24 – 29
- M. Hilbert, M. Kurrat, Erfahrungsbericht zum Korona und Ozon-Test, 2. Burghauser Isolierstoff Kolloquium, 18. – 19.06.2009 Burghausen
- M. Hilbert, T. Braunsberger, M. Kurrat, Alterungserscheinungen bei zyklischer Wassertropfenkorona auf Silikonoberflächen, 3. ETG-Fachtagung "Grenzflächen in elektrischen Isoliersystemen“, 16. – 17.09.2008, Würzburg, ETG-Fachbericht 112

## Lebenslauf



Name	Michael Hilbert	
Geburtstag	17.07.1982	
Geburtsort	Gifhorn	
Berufliche Tätigkeit	Seit 12/2014	Arbeitsgruppenleiter der „AG Energietechnologien“ am Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen der TU Braunschweig
	12/2008 – 11/2014	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Hochspannungstechnik und Elektrische Energieanlagen der TU Braunschweig
Studium	10/2002 – 11/2008	Studium der Elektrotechnik an der TU Braunschweig mit Vertiefungsrichtung Energietechnik
Praktische Tätigkeit	10/2007 – 03/2008	Fachpraktikum bei En Bs im Bereich der Kabelmesstechnik
	02/2005 – 11/2007	Wissenschaftliche Hilfskraft im Institut für Hochspannungstechnik und elektrische Energieanlagen an der TU Braunschweig
	11/2003 – 01/2005	System-Administrator an der BBS 1 in Gifhorn
	02/2003 – 03/2003	Grundpraktikum bei S&B Maschinenbau (Gifhorn)
	07/2002 – 08/2002	Grundpraktikum bei S&B Maschinenbau (Gifhorn)
Schulbildung	1995 – 2002	Otto Hahn Gymnasium in Gifhorn